
Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Ursula Wurstbauer
aus
Vilshofen an der Donau

April 2008

Promotionsgesuch eingereicht am: 15. April 2008

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Klaus Richter

Erstgutachter: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Zweitgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Jascha Repp

Datum des Promotionskolloquiums: 16. Mai 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Magnetismus	8
2.1.1	Austauschwechselwirkung	9
2.1.2	Ferromagnetismus in GaMnAs	10
2.1.3	Magnetische Anisotropie	13
2.1.4	Magnetoresistive Effekte	13
2.1.5	Halleffekte	17
2.2	Zweidimensionale Ladungsträgersysteme	21
2.2.1	Realisierung	21
2.2.2	Quantenmechanische Beschreibung	22
2.2.3	Magnetotransport Eigenschaften	23
2.2.4	Streuprozesse	27
2.2.5	Besonderheiten des Valenzbandes und der Spin-Bahn-Kopplung	28
2.2.6	Bestimmung der effektiven Masse	30
2.2.7	Schwache Lokalisierung und schwache Antilokalisierung	31
3	Experimentelle Methoden und Geräte	33
3.1	Molekularstrahlepitaxie	33
3.1.1	Anlage	34
3.1.2	Wachstum von GaAs	39
3.1.3	Rateneichung	39
3.2	Probenpräparation	41
3.3	Magnetotransport	45
3.4	Magnetometrie	47
3.5	Strukturelle Methoden	48
4	Wachstum und Charakterisierung von GaMnAs	51
4.1	Wachstum von GaMnAs Schichten	51
4.1.1	LT-Wachstum von GaMnAs	52

4.1.2	Bestimmung des Mn-Gehalts	55
4.2	GaMnAs auf unterschiedlichem Substratmaterial	58
4.3	Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften	59
4.3.1	Wachstumstemperatur, Mn-Konzentration und Kristallqualität	60
4.3.2	Einfluss des As_4/Ga Verhältnisses	63
4.3.3	Variation der Schichtdicke	65
4.3.4	Ausheilen von Mn-Interstitial Defekten	66
4.3.5	Diskussion und Ausblick	70
4.4	Eigenschaften von GaMnAs auf (110) GaAs Substraten und Spaltkanten	72
4.4.1	GaMnAs auf (110) GaAs	72
4.4.2	Magnetische p-n Übergänge	78
5	Wachstum von modulationsdotierten InAs Quantenwellstrukturen	81
5.1	InAs	82
5.2	In-Rateneichung	83
5.3	Wachstum relaxierter Pufferschichten	84
5.4	Strukturelle Eigenschaften von Si- und Mn- dotierten QWs	87
5.5	Modifikation der Pufferschicht	90
5.6	Magnetotransportuntersuchungen an 2DEGs	94
5.7	Zusammenfassung	97
6	Mn modulationsdotierte InAs QW Strukturen	98
6.1	Überblick über unterschiedliche Quantum Well Strukturen	98
6.2	Nicht invertiert dotierte QW-Strukturen	102
6.3	Invertiert und beidseitig dotierte QW-Strukturen	106
6.4	Transport an invertierten Strukturen im mK Bereich	112
6.4.1	Metall-Isolator Übergang	113
6.4.2	Diskussion des MIT	123
6.5	Transportmessungen im Hochfeldbereich	127
6.6	Diskussion der Transportmessungen im Hochfeldbereich	133
6.7	Zusammenfassung	138
7	Zusammenfassung	140

Kapitel 1

Einleitung

Seit der Entwicklung der ersten funktionierenden Bipolartransistoren in den Bell Laboratorien (USA) 1947, die aus Germanium hergestellt wurden, hat die moderne Halbleitertechnologie Einzug in fast alle Lebensbereiche gehalten. Bereits 1956 wurden William B. Shockley, John Bardeen und Walter Brattain dafür mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Bereits kurze Zeit später wurde 1958 von Jack Kilby der erste Integrierte Schaltkreis¹ vorgestellt. Seit dieser Zeit steigt Dank zunehmender Miniaturisierung sowohl die Anzahl der pro IC verbauten Transistoren als auch die Anzahl der technischen Geräte, die elektronisch gesteuert werden. Wie grundlegend und bedeutend diese Entwicklungen für unsere heutige Gesellschaft angesehen wird, zeigt, dass Schores Alfjorow und Herbert Kroemer für ihre Entwicklung von Halbleiterheterostrukturen für die Hochgeschwindigkeits- und Optoelektronik zusammen mit Jack S. Kilby für die Beiträge zur Erfindung von integrierten Schaltkreisen im Jahre 2000 den Nobelpreis ausgezeichnet wurden.

Die zeitliche Entwicklung der Transistordichte in einem IC wurde von Gordon Moore beschrieben. Danach verdoppelte sich bis 1975 die Dichte alle 12 Monate, seitdem alle 24 Monate. Es ist jedoch offensichtlich, dass die Halbleiterindustrie diesen Verlauf allein durch weitere Miniaturisierung der Halbleiterbauelemente nicht aufrechterhalten kann. Zum einen müssen bei zunehmender Reduktion der Strukturgröße zunehmend Quanteneffekte berücksichtigt werden, zum anderen steigt die Wärmeentwicklung in Halbleiterbauelementen, die durch die Coulomb-Ladeenergie entsteht. Eine grundlegende Veränderung des Funktionsprinzips von Halbleiterbauelementen ist also in den nächsten Jahren nötig. Bei den konventionellen Konzepten wird ausschließlich die Ladung eines Elektrons für die Verarbeitung von Informationen genutzt. Ein junges, schnell wachsendes Forschungsgebiet, die Halbleiter-Spintronik, konzentriert sich auf die Nutzung des Elektronenspins für Halbleiterbauelemente.

Bereits kommerziell genutzt wird der Elektronenspin in der Magnetoelektronik, die

¹integrated circuit (IC)

auf ferromagnetischen Metallschichten basiert. Prominentester Effekt ist der Riesenmagnetwiderstand, der 1988 unabhängig von Peter Grünberg und Albert Fert entdeckt wurde und bereits 1997 in Festplattenleseköpfen (IBM) kommerziell angewendet worden ist. Für die Arbeiten zu diesem Effekt wurde beiden 2007 der Nobelpreis verliehen. Dieser auf quantenmechanische Wechselwirkungsmechanismen beruhende Magnetowiderstandseffekt tritt in alternierenden dünnen magnetischen und nicht-magnetischen metallischen Filmen auf. Weitere meist in (programmierbaren) Speichern verwendete Magnetowiderstandseffekte sind der Anisotrope- und Tunnelmagnetowiderstand. Um jedoch weitere Konzepte, wie z.B. den bereits 1990 von S. Datta und B. Das theoretisch vorgeschlagenen Spintransistor [1] zu realisieren, ist es notwendig Spinpolarisation von nahe 100% zu erreichen. Dies ist bei der Verbindung von Halbleiter und metallischen Ferromagneten aufgrund der stark unterschiedlichen Leitfähigkeiten äußerst schwierig.

Verdünnt magnetische Halbleiter sind insbesondere von großem Forschungsinteresse, da mit diesen das Problem der Leitfähigkeitsanpassung nicht entsteht, zusätzlich die Ladungsträgerdichte über die Dotierung gezielt eingestellt werden kann und sie sich in die bestehende Halbleitertechnologie integrieren lassen. Seit 1996 von H. Ohno erstmals bei tiefen Temperaturen ferromagnetische GaMnAs Schichten hergestellt worden sind, ist das Interesse an diesem Materialsystem stark gestiegen. Zwar liegen die in diesem Materialsystem bisher erreichten Curie-Temperaturen noch weit unter Raumtemperatur ($T_C \leq 180$ K), jedoch konnten von verschiedenen Gruppen z.B. in Tunnelstrukturen bei tiefen Temperaturen sehr große Magnetowiderstandseffekte beobachtet werden.

Semimagnetische Heterostrukturen, wie z.B. Mn dotierte magnetische zweidimensionale Elektronensysteme (M2DEGs) sowie magnetische zweidimensionale Lochsysteme (M2DHG) bieten dagegen die Möglichkeit, die Rolle des Spins in Systemen mit großer Unordnung zu studieren. Dieses Feld beinhaltet auch die Physik der Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern des zweidimensionalen System und den lokalisierten Momenten der Mn Ionen via sd- bzw. pd-Austauschwechselwirkung. Wobei die in dieser Arbeit vorgestellten M2DHG mit Mn sowohl elektrisch als auch magnetisch dotiert sind.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich im Wesentlichen in zwei Schwerpunkte. Zum einen in die Herstellung von GaMnAs Schichten und zum anderen in die Herstellung und Untersuchung mit Mn magnetisch modulationsdotierten zweidimensionalen Ladungsträgersysteme.

Bei der Herstellung der ferromagnetischen GaMnAs Schichten stand die Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften im Mittelpunkt. Hauptziel war es, das Wachstum für die Integration der GaMnAs Schichten in weiterführende Heterostrukturen zu optimieren. Die Verbesserung der Kristallqualität und der

Einfluss der Pufferschichten, waren von zentralem Interesse. Es konnten GaMnAs Schichten auf (001), (311)A und (311)B orientierten GaAs Substraten mit derzeit höchsten Curietemperaturen hergestellt werden. Zusätzlich wurde das Wachstum ferromagnetischer GaMnAs Schichten auf nichtpolaren (110) GaAs Substraten etabliert und anschließend auf das Überwachsen von [110] Spaltkanten übertragen. Als erste Anwendung wurden mit diesem Verfahren magnetische bipolare p-n Übergänge hergestellt.

Für die Realisierung magnetischer zweidimensionaler Lochsysteme wurden $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{InAs}$ Quantenwellstrukturen verwendet. Da für diese Strukturen keine geeigneten Substrate zur Verfügung stehen, müssen auf herkömmliche (001) GaAs Substrate zunächst Pufferschichten zur Verspannungsrelaxierung hergestellt werden, bei denen der In-Gehalt graduell erhöht wird. Zur Kontrolle dieser Schichten wurden zunächst Si-dotierte zweidimensionale Elektronensysteme auf diesen Pufferschichten hergestellt. Es wurden sowohl an den 2DEGs, als auch an den M2DHGs Magnetotransportexperimente durchgeführt. Die Transportmessungen bei tiefen Temperaturen, insbesondere im mK-Bereich lieferten bei den magnetischen zweidimensionalen Lochsystemen einige überraschende Ergebnisse. Während bei allen Si dotierten Elektronen- und den mit Mn nicht invertiert dotierten Lochsystemen um $B=0\text{T}$ schwache Lokalisierungseffekte auftreten, zeigen alle invertiert und beidseitig mit Mn dotierten Strukturen bei senkrecht zur Schichtebene angelegtem Magnetfeld einen enormen Widerstandsanstieg um $B=0\text{T}$. Bei höheren Magnetfeldern sind jedoch die für 2D Systeme typischen Shubnikov-de-Haas Oszillationen im Längswiderstand und Hallplateaus im Querwiderstand dedektierbar.

Inhaltlich gliedert sich diese Arbeit wie folgt:

Kapitel 2 gibt eine kurz Einführung in die theoretischen Grundlagen zum Magnetismus, insbesondere in GaMnAs-Schichten und den verwendeten magnetoresistiven Effekten. Ebenso werden die Grundlagen zu zweidimensionalen Ladungsträgersystemen und zu schwachen Lokalisierungseffekten zusammengefasst. Kurze Beschreibungen zur Bestimmung der effektiven Masse in zweidimensionalen Systemen aus der temperaturabhängigen Dämpfung der Shubnikov-de-Haas Oszillationen und zu schwachen Lokalisierungs- bzw. Antilokalisierungseffekten schließen dieses Kapitel ab.

Kapitel 3 beschreibt alle verwendeten experimentellen Aufbauten und Methoden. Der Schwerpunkt liegt auf der Beschreibung der Anlage zum Wachstums von III-As Heterostrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie.

Kapitel 4 fasst die Herstellung und die Ergebnisse, die beim Wachstum von ferromagnetischen GaMnAs Schichten erzielt wurden zusammen.

Das Wachstum der In-haltigen Quantenwellstrukturen ist Inhalt von Kapitel 5. Besonderer Augenmerk wird auf zwei unterschiedliche Methoden zur Realisierung der

Pufferschichten zur Verspannungsrelaxation gelegt. Transportmessungen an 2DEGs bei tiefen Temperaturen schließen dieses Kapitel ab.

Die Ergebnisse aus den Magnetotransportexperimente an den magnetischen Mn modulationsdotierten zweidimensionalen Lochsystemen werden in Kapitel 6 ausführlich beschrieben und diskutiert. Abschließend wird ein Erklärungsansatz für das Verhalten der Systeme insbesondere um $B=0\text{T}$ gegeben.

Zum Abschluss dieser Arbeit werden in Kapitel 7 alle in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Ziel dieses Kapitels ist es die zum Verständnis der experimentellen Daten notwendigen Grundlagen zu schaffen. Dazu werden die theoretischen Grundlagen sowohl zur Beschreibung der magnetischen GaMnAs Schichten und deren Eigenschaften bereitgestellt, als auch die grundlegendsten Eigenschaften von zweidimensionalen Ladungsträgersystemen mit Halbleiterheterostrukturen vorgestellt.

Nach einer kurzen Einführung in die theoretischen Grundlagen zum Magnetismus in Festkörpern folgt eine Darstellung der ferromagnetischen Austauschwechselwirkung, die für die Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs wesentlich ist. Da die magnetische Anisotropie bei GaMnAs Schichten durch viele Parameter wie Verspannung, Ladungsträgerdichte, Wachstumsrichtung und Schichtdicke beeinflusst werden kann, wird die magnetische Anisotropie in einem eigenen Abschnitt vorgestellt. Nach einem Überblick über die wichtigsten magnetoresistiven Effekte erfolgt ein Überblick über die verschiedenen Formen der Halleffekte in magnetischen und nicht-magnetischen leitenden Halbleiterschichten. Die Messung des Hallwiderstandes wird meist zur experimentellen Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration verwendet und wurde aus diesem Grund in dieser Arbeit zur Charakterisierung der hergestellten Schichten genutzt.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Realisierung von zweidimensionalen Elektronen- und Lochsystemen in Halbleiterheterostrukturen dargestellt. Nach einer quantenmechanischen Beschreibung dieser Systeme werden die Magnetotransporteigenschaften vorgestellt. Diese werden maßgeblich von Streueffekten, von der Bandstruktur, also auch der effektiven Masse und Lokalisierungseffekten beeinflusst.

2.1 Magnetismus

Das Phänomen des Magnetismus umfasst eine große Anzahl von Naturerscheinungen und wird für viele technische Anwendungen genutzt. Magnetische Felder und Kräfte sind immer dann von Bedeutung, wenn bewegte elektrische Ladungen vorhanden sind. Dies ist unter anderem bei Bahn- und Spinnmomenten der Kerne und Elektronen, bei den Kernen und Elektronenhüllen der Atome und bei elektrischen Strömen der Fall.

Bei einem freien Atom kann ein magnetisches Moment durch den Spin der Elektronen, durch ihren Drehimpuls bezüglich ihrer Bewegung um den Kern und durch die Änderung des Bahndrehimpuls, induziert von einem äußeren Magnetfeld entstehen. Bei Atomen mit vollständig gefüllten Elektronenschalen sind nach der Hundschen Regel Gesamtspin und Drehimpuls gleich Null. Magnetische Momente ergeben sich nur für teilweise gefüllte Elektronenschalen. Beim Magnetismus in Festkörpern muss zusätzlich die Elektronenstruktur und die daraus entstehenden Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Das Verhältnis von angelegter magnetischer Feldstärke \vec{H} und Magnetisierung \vec{M} , das als magnetische Suszeptibilität $\chi = \frac{dM}{dH}$ bezeichnet wird, ermöglicht eine Einteilung des Magnetismus in Festkörpern in drei Gruppen.

- **Diamagnetismus** ($\chi < 0$)

Der Diamagnetismus kommt in allen Materialien vor und weist für die magnetische Suszeptibilität kleine negative Werte auf. Er entsteht durch eine von einem äußeren Feld induzierte Änderung des Bahnmoments. Er wird in vielen Materialien von stärkeren paramagnetischen Effekten oder magnetischen Ordnungseffekten überlagert.

- **Paramagnetismus** ($\chi > 0$)

Durch Spin und Bahnbewegung der Kristallelektronen sind in paramagnetischen Materialien permanente magnetische Momente enthalten, die nicht oder nur schwach untereinander wechselwirken. Die Momente sind ohne ein äußeres Magnetfeld isotrop verteilt und für die makroskopische Magnetisierung gilt $M = 0$. In einem externen Magnetfeld richten sie sich aus und können dieses verstärken.

- **Magnetische Ordnungsstrukturen** ($\chi \gg 0$)

Diese entstehen durch Ausrichtung der magnetischen Momente zwischen den Gitteratomen. Je nach Orientierung und Größe benachbarter Momente wird zwischen Ferro-, Antiferro-, Ferrimagnetismus, Spingläsern und herikaler Ordnung unterschieden.

Die meisten Materialien, die magnetische Ordnungsstrukturen aufweisen, sind Metalle und metallische Verbindungen. So zeigen z.B. Eisen, Kobalt und Nickel, aber

auch Chromdioxid oder manche Heuslerlegierungen wie Ni_2MnIn ferromagnetische Ordnung. Antiferromagnetische Ordnung besitzen jedoch ausschließlich Elementverbindungen wie z.B. Mangan- oder Kobaltoxid. Es können auch entsprechend dotierte Halbleiter wie GaMnAs unterhalb der Curie Temperatur T_C , die den Phasenübergang zwischen paramagnetischer und ferromagnetischer Phase kennzeichnet, ferromagnetische Ordnung aufweisen. Die für die magnetischen Ordnungszustände verantwortliche Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Dipolen kann nur quantenmechanisch erklärt werden und beruht auf der Coulomb-Abstoßung und dem Pauli-Prinzip. Nach dem Modell von Heisenberg kann die Wechselwirkung folgendermaßen beschrieben werden:

$$E = -2J_{ij}S_i \cdot S_j. \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt das Austauschintegral J_{ij} den Überlapp der Ladungsverteilungen der Atome i bzw. j und S_i bzw. S_j bezeichnet den Spin der jeweiligen Atome. Ist das Austauschintegral positiv, so sind die benachbarten Spins parallel ausgerichtet, die Wechselwirkung ist ferromagnetisch. Bei negativem Austauschintegral sind die Spins antiparallel ausgerichtet und die Wechselwirkung ist antiferromagnetisch.

2.1.1 Austauschwechselwirkung

Die direkte Austauschwechselwirkung (AWW) ist wegen des geringen Überlapps benachbarter, aber weit entfernter magnetischer Gitteratome meist sehr klein. Deshalb reicht diese WW meist nicht aus, um zu einer parallelen Spinausrichtung im Festkörper zu führen.

Kommt es zu einer Wechselwirkung der Spins ohne Überlapp der Elektronenhüllen benachbarter Gitteratome, spricht man von indirekter Austauschwechselwirkung. Die indirekte WW erreicht meist eine höhere Reichweite. Es können drei wesentliche indirekte Austauschmechanismen unterschieden werden:

- Superaustausch
- Doppelaustausch
- Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY)-Wechselwirkung

Der Superaustausch wird für die schwache antiferromagnetische Kopplung in Isolatoren, z.B. Manganoxid verantwortlich gemacht. Dabei wird die Kopplung von zwei magnetischen Ionen gleicher Wertigkeit durch ein diamagnetisches Ion vermittelt. Beim Doppelaustausch tritt zusätzlich ein Ladungstransfer zwischen den magnetischen Ionen auf. Er beschreibt die ferromagnetische Kopplung schlechter Leiter, z.B. dotierte Manganate, die Mn-Ionen mit gemischten Valenzen enthalten [2], [3], [4], [5]. Die RKKY-Wechselwirkung beschreibt den indirekten Austausch zwischen

lokalisierten magnetischen Momenten in Metallen. Diese von den freien Ladungsträgern vermittelte Wechselwirkung wird auch für den Ferromagnetismus in GaMnAs verantwortlich gemacht [6] und im Folgenden genauer vorgestellt.

2.1.2 Ferromagnetismus in GaMnAs

Im ferromagnetischen GaMnAs sind die wegen der notwendigen geringen Mn Konzentration von wenigen Prozent zufällig im Kristall verteilten magnetischen Momente so weit voneinander entfernt, dass es zu keinem Überlapp der Wellenfunktion kommt und so die Entstehung der ferromagnetischen Ordnung mit der indirekten RKKY-Wechselwirkung erklärt werden kann. Im Zinkblendegitter von GaAs wird Mn als einfacher Akzeptor auf einen Ga-Platz eingebaut. Mn wird deshalb zur magnetischen Dotierung verwendet, da sich aufgrund der halb besetzten 3d-Schale nach der Hundschen Regel ein maximales magnetisches Moment von $\frac{5}{2}\mu_B$ ergibt. Dieses Moment bleibt beim Einbau in das GaAs Gitter vollständig erhalten, da die 3d-Elektronen nicht an den Kristallbindungen beteiligt sind. Die magnetische Kopplung erfolgt über die freien Löcher, die sich antiparallel an den magnetischen Momenten der Mn-Ionen ausrichten und so für eine parallele Ausrichtung der Mn-Momente sorgen. Diese indirekte Austauschwechselwirkung kann durch folgenden Hamilton-Operator [7] beschrieben werden:

$$H^{RKKY} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij}^{RKKY} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.2)$$

mit dem Austauschintegral

$$J_{ij}^{RKKY} = -\frac{g^2 k_F^6}{E_F} \cdot \frac{\hbar^2 V^2}{P^2 (2\pi)^3} \cdot F(2k_F r_{ij}), \quad (2.3)$$

das die Wechselwirkung zwischen den Spins S_i und S_j darstellt und der Funktion

$$F(x) = \frac{\sin x - x \cdot \cos x}{x^4}. \quad (2.4)$$

Weiter bezeichnet g den Landé-Faktor, k_F den Betrag des Fermiwellenvektors, E_F die Fermienergie, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, V das Volumen, P die Anzahl der Ladungsträger und r_{ij} den Abstand der magnetischen Ionen.

Das Austauschintegral J_{ij} ändert, wie in Abb 2.1 zu sehen, periodisch mit dem Abstand der magnetischen Ionen das Vorzeichen, so dass die Kopplung abhängig vom Abstand ferromagnetisch oder antiferromagnetisch werden kann. Bei kleinen Abständen entsteht ferromagnetische Kopplung, wie dies bei den GaMnAs Schichten mit einem typischen Mangangehalt von ca. 1 – 12% der Fall ist. Der Betrag der

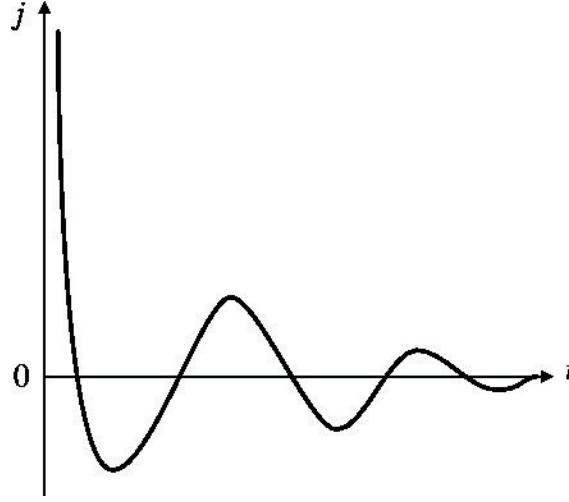


Abbildung 2.1: Austauschintegral ($J_{ij}^{RKKY}(r_{ij})$) der RKKY Wechselwirkung.

RKKY-Austauschwechselwirkung hängt in erster Näherung kubisch vom Abstand r_{ij} ab

$$J_{ij}^{RKKY} \propto \frac{1}{r_{ij}^3} \quad (2.5)$$

und hat im Vergleich zur direkten Wechselwirkung, die exponentiell mit dem Abstand abfällt, eine viel größere Reichweite. Bei ausreichender Anzahl von freien Ladungsträgern (Löchern) und magnetischen Momenten, überwiegt die von den Löchern vermittelte langreichweitige RKKY-Wechselwirkung, so dass im GaMnAs eine ferromagnetische Ordnung vorliegt. Dieser von den freien Ladungsträgern vermittelte Ferromagnetismus ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt. Ein Überblick über die theoretische Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs Schichten ist in [8] zusammengestellt.

Eine Beschreibung des Ferromagnetismus im verdünnt magnetischen Halbleiter (DMS¹) GaMnAs liefert eine mit dem Zener-Modell modifizierte Molekularfeldtheorie [9]. Voraussetzung für dieses Modell ist, dass die d-Niveaus von Mangan im Valenzband von GaMnAs liegen und somit eine pd-Austauschwechselwirkung zwischen den d-Niveaus der Mn-Ionen und den freien Löchern vorliegt. Zusätzlich wird bei diesem Modell die Aufspaltung der Bänder berücksichtigt. Ein wesentliches Ergebnis dieses Modells ist die Herleitung des Zusammenhangs zwischen der Curie-Temperatur T_C , der Mangankonzentration x und der Ladungsträgerkonzentration p

$$T_C \propto x \cdot p^{\frac{1}{3}} \quad (2.6)$$

¹diluted magnetic semiconductor

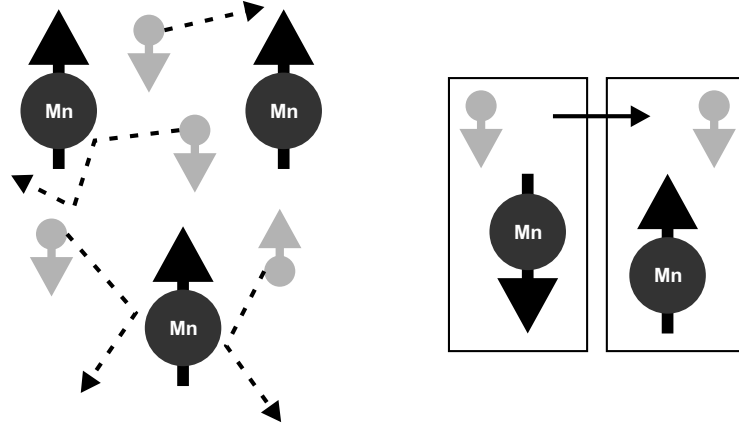


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des von den freien Ladungsträgern vermittelten Ferromagnetismus in GaMnAs [8]. Die antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen Löchern und lokalen Mn-Momenten ist links dargestellt. Rechts ist das Umklappen eines Mn-Momentes aufgrund kinetischer Austauschwechselwirkung mit einem passierenden Loch skizziert.

Dieser Zusammenhang wurde von Wang *et al.* für kleine Mn-Konzentrationen x experimentell bestätigt [10].

Neben der Austauschwechselwirkung, die die Art der magnetischen Ordnung beschreibt, existieren weitere Beiträge, von denen die Magnetisierung \vec{M} einer Probe abhängt. Die Zeeman-Energie, auch magnetostatische Energie genannt, beschreibt den Beitrag, wenn der Magnetisierung \vec{M} ein externes Magnetfeld \vec{H}_{ext} überlagert wird. Die Demagnetisierungsenergie, auch Streufeldenergie genannt, beschreibt die Wechselwirkung mit dem von der inneren Magnetisierung \vec{M} erzeugten Feld \vec{H}_d , das der Magnetisierung entgegenwirkt. Die Magnetisierung \vec{M} richtet sich immer so aus, dass die Gesamtstreufeldenergie minimal wird. Die Ausrichtung von \vec{M} hängt somit von der Form der Probe ab und wird als Formanisotropie bezeichnet. Die magnetische Anisotropie wird im nächsten Abschnitt behandelt. Aufgrund der verschiedenen beteiligten Energieterme kommt es zur Ausbildung von magnetischen Domänen. So werden Bereiche einer Probe bezeichnet, innerhalb derer die magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind. Das System strebt dabei immer eine Minimierung der Gesamtenergie an. Zwischen den Bereichen bilden sich Domänenwände (je nach Breite der Domäne und Dicke der Schicht Bloch- oder Néelwände [11]) aus, die maßgeblich von der Anisotropieenergie abhängen.

2.1.3 Magnetische Anisotropie

Als magnetische Anisotropie wird die Eigenschaft ferromagnetischer Materialien bezeichnet, dass die Magnetisierung eine bevorzugte Orientierung annehmen kann. Als Anisotropieenergie wird die Energie bezeichnet, die aufgebracht werden muss, um die Magnetisierung von einer leichten Magnetisierungsachse (bevorzugte Magnetisierungsrichtung) in eine schwere Magnetisierungsachse (energetisch ungünstigere Magnetisierungsrichtung) zu drehen. Für die Richtung einer leichten Magnetisierungsachse eines Festkörpers sind zwei konkurrierende Anisotropiebeiträge verantwortlich:

- Die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die für die Formanisotropie verantwortlich ist und die die Magnetisierung an der makroskopischen Form eines Körpers ausrichtet.
- Die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die die magnetokristalline Anisotropie verursacht und die Magnetisierung entlang bevorzugter Kristallachsen ausrichtet.

Der Spin eines Elektrons wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung an das von seiner Bahnbewegung um einen Ionenrumpf hervorgerufene Magnetfeld gekoppelt und über diese Wechselwirkung an das Kristallgitter. Das schwache Bahnmoment kann so über die magnetokristalline Anisotropie die Richtung des magnetischen Spinnmoments bestimmen. Der Betrag des magnetischen Bahnmoments hängt von der kristallografischen Orientierung der Magnetisierung ab. Das magnetische Spinnmoment im Festkörper dagegen ist annähernd isotrop. Die Anisotropie kann mit Hilfe von Symmetrieüberlegungen nicht nur durch Terme der effektiven Spinnmomente beschrieben werden, sondern auch mit Termen der freien Energie.

2.1.4 Magnetoresistive Effekte

Der Einfluss äußerer Magnetfelder auf bewegte Ladungsträger und somit auf die Leitfähigkeit eines Materials wird als Magnetwiderstand (MR) bezeichnet. Magnetowiderstandseffekte werden meist in Prozent angegeben und sind definiert als

$$\frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R(H = 0)}, \quad (2.7)$$

also Differenz des Widerstandes mit und ohne Magnetfeld normiert auf den Nullfeld-Widerstand. Bis heute wurden im Wesentlichen folgende Magnetwiderstandseffekte entdeckt:

- Positiver Magnetwiderstand (PMR)
Der PMR entsteht durch die Lorentzkraft auf bewegte Ladungsträger, so dass der Widerstand mit zunehmenden Magnetfeld steigt. Er ist jedoch zu klein um ihn für technische Anwendungen zu nutzen.

- **Negativer Magnetwiderstand (NMR)**
Damit wird allgemein der Effekt bezeichnet, dass der Widerstand mit zunehmenden Magnetfeld und zunehmender Spinordnung sinkt. Bei ferromagnetischen Übergangsmetallen fällt der Widerstand unterhalb von T_C mit sinkender Temperatur aufgrund der größeren und schneller zunehmenden Spinordnung schneller als bei nicht ferromagnetischen. Unterhalb von T_C kann die Spinordnung durch ein angelegtes Magnetfeld weiter erhöht werden, so dass der Widerstand weiter fällt. Der NMR kann einige Prozent betragen.
- **Anisotroper Magnetwiderstand (AMR)**
Als AMR wird der Effekt bezeichnet, dass der Widerstand von der Stromrichtung und von der Richtung eines angelegten Magnetfeldes abhängt. Er tritt in ferromagnetischen Materialien auf und sättigt, wenn die Magnetisierung einer Probe vollständig ausgerichtet ist. Der Effekt beträgt wenige Prozent und wird seit 1990 in Leseköpfen von Festplatten technisch angewendet.
- **Tunnelmagnetwiderstand (TMR)**
Der Tunnelmagnetwiderstand wird in Schichten beobachtet, bei denen zwei ferromagnetische Schichten durch eine dünne isolierende Tunnelbarriere getrennt sind. Der Tunnelmagnetwiderstand entsteht dadurch, dass der Tunnelstrom von der relativen magnetischen Orientierung der beiden ferromagnetischen Elektroden abhängt. Ursache ist spinabhängiges quantenmechanisches Tunneln. Dabei spielen auch Barrieren- und Grenzflächeneigenschaften eine Rolle. Der Effekt kann 100 Prozent und mehr erreichen und tritt bei kleinen externen Feldern auf.
- **Giant Magnetwiderstand (GMR)**
Der von Peter Grünberg und Albert Fert 1988 unabhängig voneinander entdeckte Effekt, für den beide gemeinsam 2007 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden, tritt in Strukturen auf, in denen dünne magnetische Schichten von nicht-magnetischen Schichten getrennt sind. Die nicht-magnetische Schicht muss dabei so dünn sein, dass die Leitungselektronen diese ohne Streuprozesse durchqueren können. Technische Anwendung findet der GMR seit 1996 beispielsweise in Festplattenleseköpfen.
- **Kolossaler Magnetwiderstand (CMR)**
Der CMR tritt in gemischtvalenten Manganoxiden auf und kann in die Kategorie des NMR aufgrund von Spinunordnung eingereiht werden. Die Effektgröße erreicht 200 bis 300% bei Raumtemperatur und bis zu 10^8 bei tiefen Temperaturen. Verantwortlich dafür ist die gemischte Valenz der Mn-Ionen (Mn^{3+} , Mn^{4+}) und das Auftreten lokalisierter magnetischer Momente in dotierten Manganaten.

Da bei den Magnetotransportuntersuchungen der in dieser Arbeit hergestellten GaMnAs Schichten vor allem AMR und NMR eine wesentliche Rolle spielen, sollen diese beiden Effekte im Folgenden detaillierter vorgestellt werden.

Negativer Magnetwiderstand (NMR)

Unterhalb T_C zeigen ferromagnetische Übergangsmetalle wie Eisen, Nickel und Kobalt einen schnelleren Abfall des spezifischen Widerstandes mit sinkender Temperatur als nicht-ferromagnetische Übergangsmetalle wie z.B. Palladium. Eine Erklärung liefert N. F. Mott [12]. Der elektrische Strom in Übergangsmetallen wird hauptsächlich von den s-Elektronen getragen, wobei der elektrische Widerstand von der Streuung dieser s-Elektronen in die freien Zustände des d-Bandes bestimmt wird. Eine hohe Zustandsdichte des d-Bandes an der Fermikante E_F führt zu einer ho-

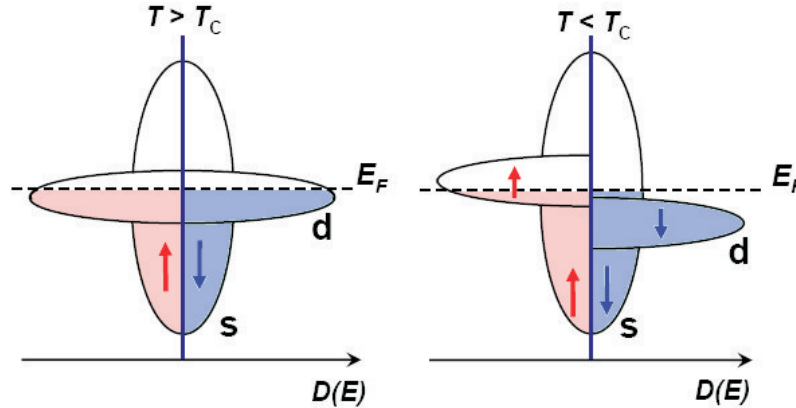


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Aufspaltung der s- und d-Bänder aufgrund endlicher Austauschwechselwirkung [13].

hen Streurate und so zu einem großen elektrischen Widerstand. Unterhalb T_C , also im ferromagnetischen Zustand führt die endliche Austauschkopplung zur Aufspaltung der d-Subbänder für Minoritäts- und Majoritätsspins (siehe Abbildung 2.3). Als Folge sinkt das Subband der Majoritätsspins unter die Fermikante während das der Minoritätsspins angehoben wird. Die Anzahl der d-Zustände an der Fermikante verschwindet mit abnehmender Temperatur zunehmend, so dass die s-Elektronen nicht weiter in diese gestreut werden können. Somit sinkt der elektrische Widerstand und die Mobilität steigt aufgrund der zunehmenden Spinordnung. Dieser Effekt ist isotrop und somit unabhängig von der Richtung des Stromes relativ zur Magnetisierung. Der Effekt eignet sich sehr gut zur Bestimmung der Curie-Temperatur (s. Abbildung 2.4 linker Graph). Eine weitere Erhöhung der Spinordnung wird durch

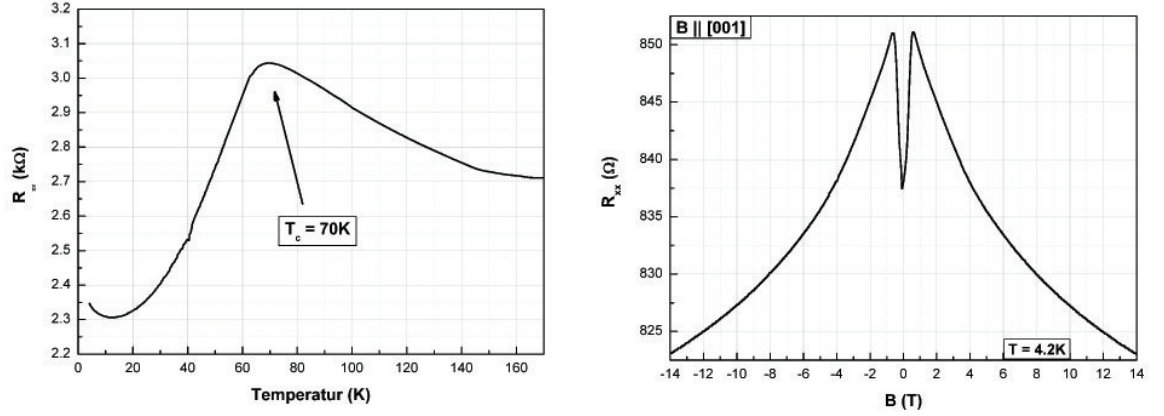


Abbildung 2.4: Links: Temperaturabhängiger Schichtwiderstand eines GaMnAs Filmes. Das Maximum im Widerstand kennzeichnet den Phasenübergang von der paramagnetischen zur ferromagnetischen Phase. Rechts: Transportmessung an einer (001) GaMnAs Schicht bei 4.2K. Es sind die Magnetwiderstandseffekte, AMR und NMR, die bei senkrecht angelegtem externen Magnetfeld auftreten, zu sehen.

Anlegen externer Magnetfelder erreicht. Bei konstanter Temperatur führt eine Erhöhung eines angelegten Magnetfeldes zu einer Abnahme des Widerstandes (s. Abbildung 2.4 rechter Graph). Auch dieser Effekt ist isotrop, also unabhängig von der Orientierung von Strom, Magnetisierung, Magnetfeld und Kristallachsen. Um inelastische Streuprozesse durch Spinfluktuationen zu berücksichtigen, wurde das Modell nach Mott von I. A. Campbell und A. Fert erweitert. Dieses Zweistrommodell beschreibt den spezifischen Widerstand durch eine Parallelschaltung von Leitungskanälen für Minoritäts- und Majoritätsspinladungsträger. Für beide Kanäle wird zusätzlich die inelastische Streuung an Magnonen und der Austausch zwischen den Kanälen berücksichtigt [13].

Anisotroper Magnetwiderstand (AMR)

Dieser Effekt tritt bei der Messung des longitudinalen Widerstandes ferromagnetischer Materialien auf. Im Niederfeldbereich ($H \ll$ Sättigungsfeld) ist der spezifische Widerstand ρ der Probe abhängig vom Winkel zwischen Magnetisierung \vec{M} und Strompfad \vec{I} . Der AMR steigt mit zunehmender Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} und sättigt bei vollständiger Ausrichtung durch ein angelegtes Magnetfeld \vec{H}_{ext} . Bei erreichtem Sättigungsfeld dominieren je nach Material der positive oder negative Magnetwiderstand. Die Spin-Bahn Wechselwirkung, die einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment und somit eine nicht kugelsymmetrische Ladungsverteilung bedingt (s. Abb. 2.5), ist für den AMR verantwortlich. Der Streuquerschnitt der freien Ladungsträger ist von der Stromrichtung und der Ausrichtung der Spins abhän-

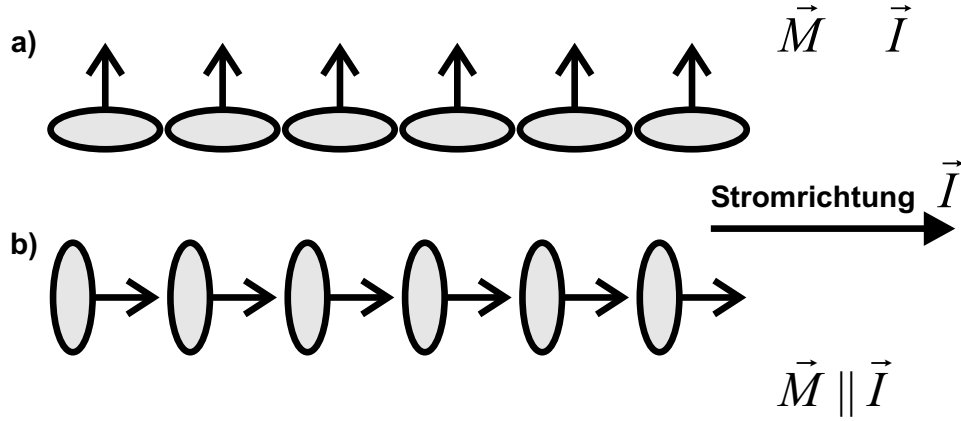


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des asymmetrischen Überlapp der Ladungsverteilung aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung [11].

gig, was unterschiedliche spezifische Widerstände für eine Magnetisierung parallel ρ_{\parallel} oder senkrecht zur Stromrichtung ρ_{\perp} bedingt. Bei ferromagnetischen GaMnAs Schichten spielt zusätzlich Verspannung und somit die Kristallanisotropien [14], die zu einer Brechung der kubischen Symmetrie führen kann, eine große Rolle. Der AMR eignet sich daher, die Anisotropieeigenschaften von GaMnAs Schichten zu studieren. Da der AMR oberhalb T_C verschwindet, kann er zur Bestimmung der ferromagnetischen Übergangstemperatur bzw. zum Nachweis des Ferromagnetismus bei hochohmigeren GaMnAs Proben, bei denen der temperaturabhängige NMR-Effekt nur schwach ausgeprägt ist oder von Lokalisierungseffekten überlagert wird, herangezogen werden. Bei dünnen ferromagnetischen, auf (001)-GaAs Substraten gewachsenen GaMnAs Schichten gilt $\rho_{\perp} < \rho_{\parallel}$.

2.1.5 Halleffekte

Bisher wurden nur Magnetwiderstandseffekte berücksichtigt, die direkt vom spezifischen Widerstand, also vom Widerstand entlang des Strompfads abhängen. Bei Messungen der Hallspannung U_{xy} , also der senkrecht zum Strompfad I abfallenden Spannung können bei den in dieser Arbeit untersuchten Materialien im Wesentlichen drei unterschiedliche Halleffekte beobachtet werden. Der normale Halleffekt kann in allen Materialien, sowohl den zweidimensionalen Ladungsträgersystemen, den dreidimensionalen nicht-magnetischen n- oder p-dotierten Schichten als auch bei den magnetisch dotierten GaMnAs Filmen gemessen werden. Bei den ferromagnetischen Schichten wird der normale Halleffekt jedoch vom anomalen Halleffekt (AHE) überlagert. Sowohl beim normalen als auch beim anomalen Halleffekt stehen Magnetfeld B , Strom I und abfallende Spannung U_{xy} senkrecht aufeinander ($B \perp I \perp U_{xy}$).

Wird dagegen bei ferromagnetischen Proben ein externes Magnetfeld in der Probenebene angelegt, so kann der planare, bzw. der giant planare Halleffekt (GPHE) [15] gemessen werden, der aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung auftritt und als solcher auch in die Kategorie der Anisotropen Magnetowiderstandseffekte eingeordnet werden kann.

Normaler Halleffekt

Der normale Halleffekt tritt in stromdurchflossenen Leitern in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes \vec{B} auf, wenn Strompfad \vec{I} und Magnetfeld \vec{B} senkrecht zueinander orientiert sind. Die bewegten Ladungsträger werden aufgrund der Lorentzkraft senkrecht zu Bewegungsrichtung und Magnetfeld abgelenkt, wodurch eine Potenzialdifferenz zwischen gegenüberliegenden Kontakten entsteht, welche als Hallspannung U_{xy} bezeichnet wird. Aus dieser lässt sich mit dem ohmschen Gesetz der Hallwiderstand R_{xy}

$$R_{xy} = \frac{1}{nq} \cdot B \cdot d \quad (2.8)$$

mit der Ladungsträgerdichte n , der Ladung q und der Schichtdicke d bestimmen. Der Hallwiderstand hängt ausschließlich von der zwei- oder dreidimensionalen Ladungsträgerdichte ab und verschwindet ohne externes Magnetfeld. Der Ausdruck $\frac{1}{nq} = R_H$ wird als normale Hallkonstante R_H bezeichnet. Aus dem Vorzeichen der Hallkonstante kann die Majoritätsladungsträgersorte ($R_H > 0 \Rightarrow$ Löcherleitung, $R_H < 0 \Rightarrow$ Elektronenleitung) bestimmt werden und aus dem Betrag die Ladungsträgerdichte. Bei zweidimensionalen Ladungsträgersystemen tritt bei höheren Magnetfeldern eine Quantisierung im Hallwiderstand auf. Der Quanten Halleffekt wird bei der Beschreibung von zweidimensionalen Ladungsträgersystemen näher erläutert.

Bei stark para- und bei ferromagnetischen Materialien muss zusätzlich der Beitrag des anomalen Halleffekts berücksichtigt werden.

Anomaler Halleffekt

Bei magnetischen Leitern erhält man keinen konstant linearen Anstieg der Hallspannung mit einem senkrecht zum Strompfad angelegtem Magnetfeld. Zur quantitativen Beschreibung des Hallwiderstands wird eine additive Komponente eingeführt

$$R_{xy} = R_H \vec{B} + R_S \vec{M}(\vec{H}), \quad (2.9)$$

wobei R_H und R_S , die normalen und anomalen Hallkoeffizienten sind, die linear von der zur Probenebene senkrechten Komponente des Magnetfeldes \vec{B} , bzw. der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{H})$ abhängen. Da der normale Hallkoeffizient nur von der Ladungsträgerdichte abhängt, ist dieser im Allgemeinen temperaturunabhängig. Dagegen sind sowohl der anomale Hallkoeffizient als auch die Magnetisierung stark

temperaturabhängig und sättigen erst bei sehr großen Feldern ($B > 30\text{T}$). Um T_C wird der AHE stark abgeschwächt und verschwindet weit oberhalb T_C . Als Ursache für den AHE kann eine Verstärkung des äußeren Magnetfeldes durch die Probenmagnetisierung ausgeschlossen werden [16], da das Vorzeichen des anomalen Hallkoeffizienten R_S - im Gegensatz zum normalen Hallkoeffizienten R_H - unabhängig von der Art der Majoritätsladungsträger ist. Der AHE wird im Wesentlichen auf asymmetrische Streueffekte, deren Ursache die Spin-Bahn-Kopplung ist, zurückgeführt. Dabei besitzt die Streuung eines freien spinpolarisierten Ladungsträgers in verschiedene Richtungen unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten und ist nicht symmetrisch bzgl. der Richtung des ursprünglichen Bahnmomentes \vec{k} . Die Streuung eines spinpolarisierten Elektrons an einem unmagnetischen Streuzentrum wird als skew scattering bezeichnet, bei der es eine Wechselwirkung zwischen dem Spin des Elektrons und seinem eigenen Bahnmoment bezüglich des Streuzentrums gibt. Wegen

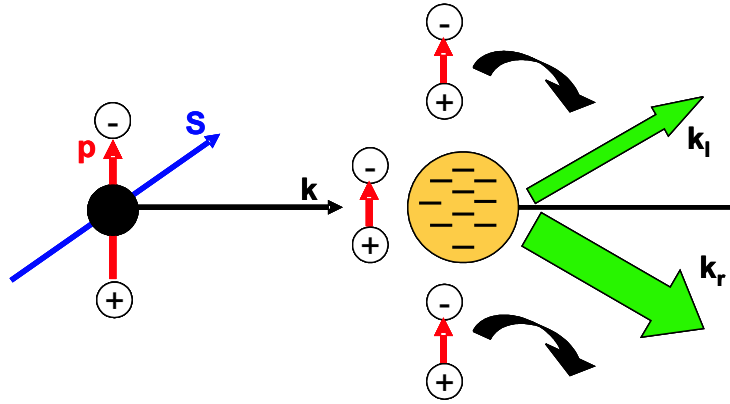


Abbildung 2.6: Streuung eines bewegten spinpolarisierten Ladungsträgers an der Ladungsverteilung einer Störstelle. Die Streuwahrscheinlichkeit in verschiedene Richtungen ist unterschiedlich und nicht symmetrisch bzgl. des ursprünglichen Bahnmomentes \vec{k} [13].

der endlichen Spin-Bahn-Kopplung trägt jedes bewegte Elektron mit dem Spin \vec{s} ein elektrisches Dipolmoment \vec{p} , welches senkrecht auf \vec{s} und dem Bahnmoment \vec{k} steht. Quantenmechanische Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten liefern die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten für eine Streuung in die entsprechende Richtung. Jedes Streuereignis bewirkt sowohl einen transversalen, als auch longitudinalen Widerstandsbeitrag. Eine Vorzugsrichtung der Spins der Ladungsträger ist eine notwendige Voraussetzung für diesen Streuprozess. Es ergibt sich folgender Beitrag zum AHE aufgrund von skew scattering:

$$\rho_{xy} \propto \rho_{xx} \cdot \vec{M}(\vec{H}) \quad (2.10)$$

Zusätzlich kann ein Elektron bei einem Streuprozess einen seitlichen Versatz seiner Bahnkurve in eine Vorzugsrichtung in der Größenordnung von 10^{-14} bis 10^{-10}m [17]

erfahren. Dieser als side jump bekannte Prozess ist einer Folge der Energieerhaltung. Das einlaufende Elektron besitzt die kinetische Energie $\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ und zusätzlich die potentielle Energie $-\vec{p} \cdot \vec{E}$ des Dipols \vec{p} im elektrischen Feld \vec{E} . Bei einem elastischen Stoßereignis bleibt die kinetische Energie erhalten, aber die Richtung des elektrischen Dipolmoments, welches immer senkrecht zum Bahnmoment \vec{k} ist, ändert sich. Mit \vec{p} ändert sich auch die potentielle Energie, was aufgrund der Energieerhaltung zu einer Verschiebung des Elektrons im Potential des Streuzentrums führt. Dieser Mechanismus tritt dann auf, wenn ein magnetisches Moment als Streuzentrum vorliegt. Da der Schichtwiderstand direkt proportional zu Häufigkeit der Streueignisse und Größe der seitlichen Versetzung direkt proportional ist, ergibt sich durch den side jump Mechanismus folgender Beitrag zum AHE:

$$\rho_{xy} \propto \rho_{xx}^2 M(H). \quad (2.11)$$

Beide Mechanismen treten meist zusammen auf, so dass sich der anomale Hallkoeffizient als Linearkombination beider Proportionalitäten ergibt.

$$R_S \propto a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2 \quad (2.12)$$

Es werden weitere Effekte als zusätzliche Ursachen des AHE diskutiert, die zu ρ_{xx}^2 und/oder ρ_{xx}^3 proportionale Beiträge zum anomalen Hallkoeffizienten liefert [18]. Dabei werden sowohl der Einfluss der Berry-Phase als topologischer Effekt [19], als auch hopping Prozesse berücksichtigt. Letztere spielen insbesondere bei GaMnAs Schichten mit einer nicht vernachlässigbaren Anzahl von (metallischen) MnAs Einschlüssen eine Rolle [20].

Planarer Halleffekt

Wird ein externes Magnetfeld parallel zur Schicht angelegt, kann bei ferromagnetischen Materialien beim Ausrichten der Magnetisierung in der Probenebene der planare Halleffekt beobachtet werden. Dieser Effekt ist eine direkte Folge der Widerstandsanisotropie und hat die Spin-Bahn-Wechselwirkung als Ursache. Bei ferromagnetischen Metallen werden nur sehr kleine Widerstandsänderungen von wenigen mΩ gemessen, bei ferromagnetischen GaMnAs Schichten können im transversalen Widerstand Änderungen von einigen Ohm auftreten, weshalb der Effekt in diesem System auch als giant planarer Halleffekt (GPHE) [15] bezeichnet wird.

Gemessen wird beim GPHE der transversale Widerstand R_{trans} in Abhängigkeit vom Winkel φ zwischen Strompfad \vec{I} und Magnetisierung \vec{M} . Da der GPHE relativ groß ist und auch im höheren Magnetfeldbereich nicht von anderen MR-Effekten, wie z.B. dem negativen Magnetowiderstand überlagert wird, ist er für Anisotropieuntersuchungen besonders geeignet.

2.2 Zweidimensionale Ladungsträgersysteme

Als zweidimensionale Ladungsträgersysteme werden Strukturen bezeichnet, bei denen die Bewegung freier Ladungsträger auf eine Ebene beschränkt ist. Zunächst werden die Realisierungsmöglichkeiten solcher Systeme aufgezeigt, wobei insbesondere die Herstellung mittels geeigneter III-V Heterostrukturen vorgestellt wird. Danach werden die grundlegenden Transporteigenschaften in Anwesenheit eines zum Ladungsträgersystem orthogonal angelegten Magnetfeldes sowohl im klassischen, als auch im quantisierten Bereich zusammengefasst. Anschließend werden zweidimensionale Elektronen- (2DEG) und Lochgase (2DHG) diskutiert.

2.2.1 Realisierung

Zweidimensionale (2D) Ladungsträgersysteme können sowohl im Inversionskanal eines MOSFET², als auch in Halbleiterheterostrukturen realisiert werden. Als Heterostrukturen werden Schichtsysteme von Halbleitern mit unterschiedlichen Bandlücken bezeichnet, die z.B. mittels Molekularstrahlepitaxie einkristallin hergestellt werden können. Durch geeignete Wahl von Materialien mit unterschiedlicher Bandlücke und entsprechender Dotierung mit Fremdatomen kann die Bandstruktur maßgeschneidert werden. Aufgrund ihrer fast identischen Gitterkonstanten sind GaAs und AlAs ($a_{GaAs} = 5.653 \text{ \AA}$ und $a_{AlAs} = 5.661 \text{ \AA}$ bei 300K [21]) und ihre ternären Verbindungen besonders dafür geeignet. Aber auch mit Hilfe anderer III-V und II-VI Heterostrukturen, wie z.B. InGaAs/InAlAs, InGaAs/InP und CdMnTe/CdMgTe lassen sich unter anderem 2D-Systeme mit unterschiedlichen Zielsetzungen herstellen.

Das für die Realisierung von 2D-Ladungsträgersystemen notwendige Einschlusspotenzial kann entweder durch die Bandanpassung (Typ I) am Übergang von Halbleitern unterschiedlicher Bandlücke und zusätzlicher Dotierung des Halbleiters mit der größeren Bandlücke oder in Quantenwellstrukturen (QW) entstehen. Ist die Dotierung vom Potenzialtopf räumlich getrennt, so spricht man von Remote- oder Modulationsdotierung. Durch dieses Verfahren kann die Streuung an geladenen Störstellen stark reduziert und so die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger erhöht werden. Bildet sich das Einschlusspotenzial im Leitungsband (n-Dotierung) aus und ist nur das unterste Subband besetzt, so entsteht ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG). Analog werden p-dotierte Strukturen mit Einschlusspotenzial im

²engl.: Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor. Über Source- und Drain-Kontakte wird der Transistor mit Strom gespeist und durch das Anlegen einer Gatespannung zwischen Source und Gate bildet sich an der Grenzfläche zwischen Oxid und Halbleiter eine leitende Schicht. An solchen Strukturen wurden von Klaus von Klitzing 1980 die ersten Messungen zum Quanten-Hall Effekt (QHE) durchgeführt. Für diese Arbeit wurde er 1985 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Valenzband als zweidimensionales Lochgas (2DHG) bezeichnet. Die Dotierung kann in Wachstumsrichtung vor, nach oder auf beiden Seiten des Potenzialtopfes erfolgen. Man nennt diese Strukturen dann einseitig, (einseitig) invertiert oder beidseitig dotiert. In Abbildung 2.7 sind die Bandstrukturen einer p-dotierten GaAs/AlGaAs

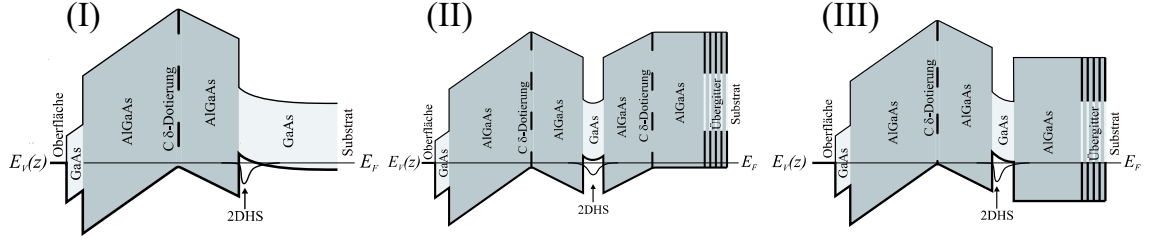


Abbildung 2.7: Bandstrukturen von p-dotierten AlGaAs/GaAs Heterostrukturen. (I) MDSI-Struktur, (II) beidseitig dotierte QW-Struktur, (III) einseitig dotierte symmetrische QW-Struktur, aus [22]

basierten MDSI³ Heterostruktur, einer einseitig dotierten QW und einer symmetrischen beidseitig dotierten QW Struktur dargestellt (aus [22]). Es bilden sich jeweils 2DHGs aus. Eine detaillierte Beschreibung zur Entstehung und Bandstruktur dieser Heterostrukturen findet sich in der Literatur (z.B. [23], [24], [25]).

Mit Hilfe einer zum 2D-System isolierten metallischen Gate-Elektrode kann ein statisches elektrisches Feld in der Heterostruktur erzeugt werden. Durch dieses Feld kann die Fermienergie je nach Polarität der Elektrode relativ zum Potenzialtopf gehoben oder gesenkt werden, so dass sich der Fermi-Wellenvektor k_F ändert. Der Potenzialtopf kann mit Ladungsträgern angereichert oder verarmt werden. Während die Breite des Potenzialtopfes gleich bleibt und sich die Tiefe des Potentialtopfes nur minimal ändert, kann durch das externe angelegte Feld die Symmetrie des Einschlusspotenzials geändert werden. Dies spielt bei Effekten, die auf Spin-Bahn Kopplung zurück zu führen sind, eine entscheidende Rolle.

2.2.2 Quantenmechanische Beschreibung

Die nachfolgenden Ausführungen werden nur für Elektronen im s-artigen Leitungsband durchgeführt. Unterschiede, die sich für Löcher im p-artigem Valenzband ergeben, werden zu Ende dieses Kapitels diskutiert. Das 2DEG liegt nun in der $x - y$ -Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung (z -Richtung). Quantenmechanisch betrachtet führt der Einschluss der Elektronen im Potenzialtopf zu quantisierten Energieeigenwerten in z -Richtung, den so genannten Subbändern. Bei tiefen Temperaturen und nicht zu hoher Dotierung ist nur das unterste Subband besetzt, so dass sich

³engl.: modulation doped single interface - einseitig modulationsdotierter Übergang

die Elektronen nur in x- und y- Richtung bewegen können, eine Streuung in weitere Subbänder jedoch nicht möglich ist. Die Gesamtenergie für die Elektronen beträgt

$$E(i, k_x, k_y) = E_i + \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2), \quad (2.13)$$

wobei der Abstand und die Lage der Subbandenergien E_i von der exakten Form des Potenzialtopfes abhängt. Die Einführung einer effektiven Masse m^* ermöglicht es, die Schrödingergleichung für ein Einteilchenproblem anzuwenden, wobei das Potenzial des periodischen Gitters bereits in der effektiven Masse berücksichtigt wird.

Die zweidimensionale Zustandsdichte ist energieunabhängig und für jedes Subband konstant:

$$D_i(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} = \text{const} \quad (2.14)$$

Bei tiefen Temperaturen tragen nur Zustände nahe der Fermikante zum Transport bei, so dass sich der Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte n_s und Fermiwellenvektor k_F durch Abzählen der besetzten Zustände im Impulsraum herleiten lässt:

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (2.15)$$

2.2.3 Magnetotransport Eigenschaften

In klassischen Bereich liefert das Drude Modell eine gute Beschreibung des Transportverhaltens in 2DEGs. Die Elektronen werden als Teilchen betrachtet, die nach einer mittleren magnetfeldunabhängigen Zeit τ gestreut werden. Einen Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und einem schwachen angelegtem elektrischen Feld \vec{E} liefert

$$\vec{v}_D = \frac{e\tau}{m^*}\vec{E} = \mu\vec{E}, \quad (2.16)$$

wobei μ die Beweglichkeit der Elektronen bezeichnet. Wird ein Magnetfeld B senkrecht zum 2DEG angelegt, so baut sich senkrecht zu $E_{drift} = E_x$ ein elektrisches Feld E_y auf, bis die Lorentzkraft kompensiert ist. Damit ergibt sich insgesamt für die Beiträge des Widerstandstensors

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{B}{en_s} \quad (2.17)$$

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{en_s\mu}. \quad (2.18)$$

Der Hallwiderstand steigt also linear mit B an und lässt eine Bestimmung der Ladungsträgerdichte n_s zu. Der Längswiderstand ist im klassischen Bereich konstant und der Schichtwiderstand ohne Magnetfeld liefert bei konstanter Ladungsträgerdichte n_s die mittlere freie Weglänge und die Beweglichkeit der Elektronen.

Ist die mittlere freie Weglänge deutlich größer als der Zyklotronradius und wird das Magnetfeld erhöht, können die Elektronen Zyklotronbahnen mehrfach durchlaufen und mit sich selbst interferieren, statt vorzeitig gestreut zu werden. Als Folge der Bohr-Sommerfeld Quantisierung spaltet die konstante Zustandsdichte in diskrete Energieniveaus, die Landauniveaus auf. Der Hamiltonoperator muss als Folge um ein Quantisierungspotenzial $V(z)$ erweitert werden. Außerdem wird mit einem Randpotential ($U(y)$) die endliche Abmessung der Probe berücksichtigt [24]. Die zugehörige Schrödinger-Gleichung lautet:

$$\left(\frac{1}{2m^*}(\vec{p} + e\vec{A})^2 + V(z) + U(y)\right)\psi = E\psi \quad (2.19)$$

Jedoch wird zur Bestimmung der Energieeigenwerte zunächst $U(y) = 0$ angenommen. Ein Separationsansatz liefert die Lösung des Eigenwertproblems unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung der diskreten Landauniveaus im Magnetfeld:

$$E = E_i + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + sg_{eff}\mu_B B, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.20)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, der Spinquantenzahl $s = \pm\frac{1}{2}$, dem Bohrschen Magneton μ_B und dem effektivem Landé-Faktor g_{eff} , der auch den Zeeman Effekt und die Spin-Bahn Wechselwirkung berücksichtigt. Die Zustandsdichte ist also nicht mehr konstant, sondern spaltet in die äquidistanten delta-förmigen Landauniveaus auf. Der energetische Abstand zwischen den Niveaus beträgt $\hbar\omega_c$. In realen Systemen

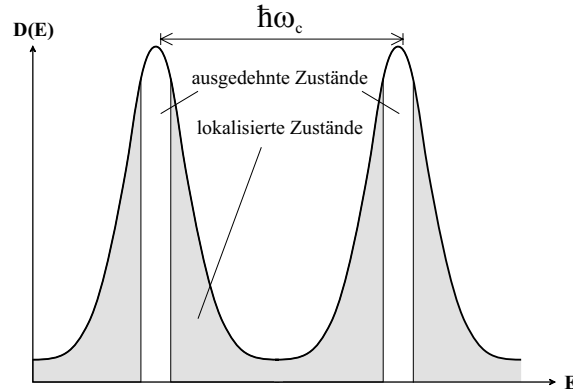


Abbildung 2.8: Verbreiterung der Landauniveaus zu ausgedehnten und lokalisierten Zuständen z.B. durch Verunreinigungen und Kristalldefekte [26].

sind die Landauniveaus durch Streuprozesse zu Bändern verbreitert. In der Nähe der Maxima befinden sich ausgedehnte Zustände, die zum Transport beitragen, an den

Flanken befinden sich lokalisierte Zustände. Der Entartungsgrad der Landauniveaus ist magnetfeldabhängig

$$n_L(B) = g_s D_0 \hbar \omega_c = g_s \frac{eB}{h}, \quad (2.21)$$

wobei n_L die magnetfeldabhängige Ladungsträgerdichte je Landauniveau angibt, g_s der Spinentartungsfaktor und D_0 die Zustandsdichte im untersten Subband ist. Der Füllfaktor ν

$$\nu = \frac{n_s}{n_L} = \frac{n_s h}{g_s e B} \quad (2.22)$$

gibt die Anzahl der gefüllten, spinaufgespaltenen Landauniveaus an.

Wie in Abbildung 2.9 zu sehen, bilden sich bei höheren Magnetfeldern und tiefen Temperaturen im longitudinalen Widerstand Shubnikov-de Haas-Oszillationen (SdH-Oszillationen) aus und im Hallwiderstand Plateaus (Quanten-Hall Effekt, QHE). Die Plateaus erscheinen unabhängig von Probengeometrie und Materialparametern bei den Widerstandswerten

$$R_H = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2} = \frac{1}{\nu} R_K, \nu = 1, 2, \dots, \quad (2.23)$$

mit der von-Klitzing-Konstante $R_K = \frac{h}{e^2} = 25812,807\Omega$, die in der Metrologie als erster existierender Widerstands-Fixpunkt genutzt wird. Entsprechend bilden sich im Längswiderstand Minima bei den, den Plateaus entsprechenden Magnetfeldwerten aus. Die SdH-Oszillationen sind periodisch in $\frac{1}{B}$. Bei höheren Feldern verschwindet der Widerstand bei den Minima. Das Auftreten der Quanteneffekte kann durch das Randkanal-Modell mit Hilfe des Landauer-Büttiker-Formalismus beschrieben werden. Eine ausführliche Herleitung findet sich z.B. in [1], [23], [26]. Hier werden nur die zur Erklärung wesentlichen Schritte skizziert.

Wird das Potential $U(y)$, welches die endliche Abmessung der Probe beschreibt, berücksichtigt, können die angepassten Energieeigenwerte durch störungstheoretische Rechnung 1.Ordnung bestimmt werden. Die Zustände im Probeninneren bleiben unbeeinflusst, jedoch am Probenrand sind die Landauniveaus nach oben gebogen und im Bereich der Schnittpunkte mit der Fermienergie E_F entstehen die eindimensionalen so genannten Randkanäle. Liegt die Fermienergie genau zwischen zwei Landauniveaus, tragen zum Stromfluss nur die Randkanäle bei. Gegenüberliegende Randkanäle transportieren die Ladungsträger in unterschiedliche Richtungen. Die Ladungsträger können in diesem Fall jedoch nicht in einen gegenüberliegenden Kanal gestreut werden. Der Längswiderstand ρ_{xx} wird minimal. Liegt die Fermienergie innerhalb eines Landauniveaus, so tragen alle Zustände dieses Subbands zum Transport bei und es existiert keine räumliche Trennung, so dass ρ_{xx} steigt. Insgesamt gilt für aufeinanderfolgende SdH-Minima n und $n+1$

$$\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} = \Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{g_s e}{n_s h}. \quad (2.24)$$

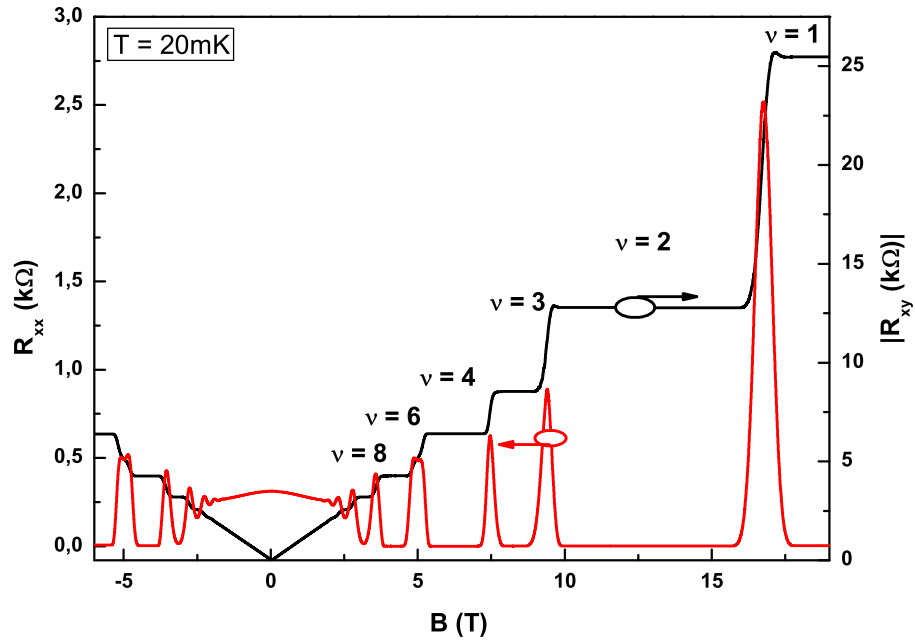


Abbildung 2.9: Transportmessung an einer einseitig n-dotierten $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{InAs}$ QW Struktur bei 20mK. Zu sehen sind ausgeprägte Hall-Plateaus und SdH-Oszillationen. Bei höheren Feldern verschwindet der Längswiderstand bei den Plateau-Werten des Hallwiderstands. Ab Füllfaktor $\nu = 4$ sind die Landauniveaus spinentartet.

Daraus kann die Ladungsträgerdichte n_s experimentell bestimmt werden. Die Ausbildung der Hallplateaus kann analog erklärt werden. Nach dem Landau-Büttiker Formalismus ist der Leitwert eines Randkanals quantisiert

$$G = \frac{e^2}{h} \quad (2.25)$$

und nur von Naturkonstanten abhängig. Als Füllfaktor ν wird die Anzahl der besetzten Landauniveaus bezeichnet, also die Anzahl der Randkanäle, die zum Stromfluss beitragen. Durch Inversion des Leitwerts und unter Berücksichtigung des Füllfaktors ergibt sich der Widerstandswert der Hallplateaus zu

$$R_H = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}. \quad (2.26)$$

Die Breite der Hallplateaus und der Minima der SdH-Oszillationen werden in realen Proben durch Verunreinigungen und Kristalldefekte bestimmt. Bei tiefen Tem-

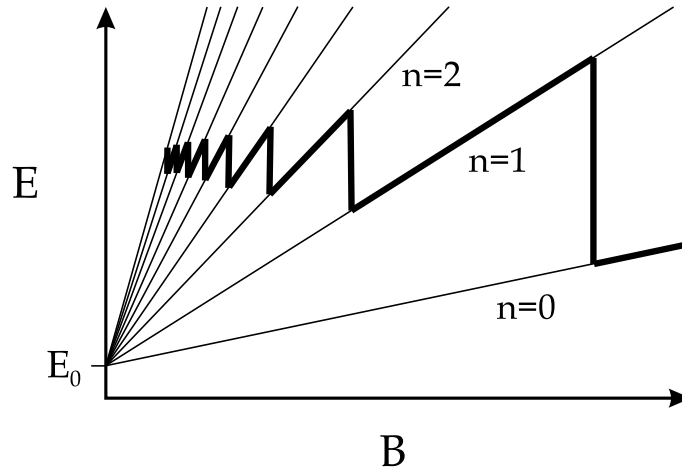


Abbildung 2.10: Landaufächer. Nach vollständiger Entleerung des n -ten Subbandes springt die Fermienergie in das $(n-1)$ -te Subband. Die Entleerung der Subbänder ist eine Folge des Anstiegs des Entartungsgrades durch Erhöhung des Magnetfeldes.

peraturen liegt das Fermi-niveau immer im höchsten besetzten Landauniveau. Mit steigendem Magnetfeld steigt der Abstand $\hbar\omega_c$ und der Entartungsgrad n_L , so dass bei bestimmten Magnetfeldwerten das oberste Niveau komplett entleert ist und das Fermi-niveau in das darunter liegende springt. Dies lässt sich durch einen Landaufächer (s. Abb. 2.10) verdeutlichen. In einem idealen System kann die Fermienergie nie zwischen 2 Landauniveaus liegen, dies wird erst durch lokalisierte Zustände, die nicht zum Transport beitragen, möglich.

2.2.4 Streuprozesse

Sowohl für technische Anwendungen, als auch zur Untersuchung von Quanteneffekten ist die Beweglichkeit μ der Ladungsträger, die direkt proportional zur Streuzeit τ ist, ein entscheidender Parameter. Die Streuprozesse können zwei Gruppen zugeordnet werden, der Streuung an Störstellen und der Streuung an Phononen, wobei bei tiefen Temperaturen die temperaturunabhängigen Streuprozesse an Störstellen insbesondere auch bei $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantenwellstrukturen dominieren [27], [28]. Diese sind:

- Streuung am elektrischen Potenzial entfernter ionisierter Donatoren oder Akzeptoren (II^4)
Hier werden die freien Ladungsträger im Leitungs-kanal am Coulomb-Potenzial der ionisierten Dotieratome gestreut.

⁴ionized impurity scattering

- Streuung an Grenzflächenrauigkeiten (IR⁵)
Die Rauigkeit der Grenzfläche, an denen sich das Einschlusspotenzial ausbildet führt zu einer Variation der Quantenwellbreite. Zusätzlich kann bei ternären Verbindungen eine lokale Schwankung der Elementzusammensetzung, (z.B. durch lokale Änderung der Verspannungssituation) zu einer Variation der Höhe des Quantenwells führen.
- Streuung an Mischungsunordnungen (AD⁶)
Die an den ternären Verbindungen beteiligten Gruppe III-Atome, also Ga, Al und In sind statistisch im Gitter verteilt. Dieses Streupotenzial wird verursacht von den unterschiedlichen Elektronenaffinitäten, Bandlücken und Elektronegativitäten der entsprechenden binären Verbindungen InAs, GaAs und AlAs.
- Streuung an Hintergrundstörungen (BI⁷)
Hintergrundstörungen sind bei der Herstellung unerwünscht in das Kristallgitter eingebaute Fremdatome. Die Konzentration dieser Störstellen ist unter anderem von der Qualität des Vakuums in der UHV⁸-Wachstumschamber abhängig.

Bei den magnetischen Mn-modulationsdotierten QW-Strukturen sind zusätzlich magnetische Streuprozesse von (spinpolarisierten) Ladungsträgern an den magnetischen Momenten der Mn-Ionen zu berücksichtigen.

Die aus den einzelnen Streuzeiten resultierenden Beweglichkeiten ergeben nach der Mathiessen-Regel die Gesamtbeweglichkeit

$$\mu^{-1} = \sum_i \mu_i^{-1}. \quad (2.27)$$

Der dominierende Streuprozess kann bei hochbeweglichen Proben aus der Abhängigkeit der einzelnen Prozesse von der Ladungsträgerdichte ermittelt werden [29].

2.2.5 Besonderheiten des Valenzbandes und der Spin-Bahn-Kopplung

Aufgrund der Zinkblende Struktur hat das Leitungsband in GaAs s-artigen Charakter und ist 2-fach entartet (Spinentartung). Das Valenzband dagegen hat p-artigen Charakter und ist somit 6-fach entartet. Da der Bahndrehimpuls $l = 1$ mit dem Spin koppeln kann, muss die Spin-Bahn Kopplung berücksichtigt werden. Das Valenzband spaltet wie in Abbildung 2.11 gezeigt in ein 4-fach und ein 2-fach entartetes Band auf. Das 2-fach entartete Split-Off (SO) Band (s-artige Orbitale) ($j = \frac{1}{2}, m_j = \pm \frac{1}{2}$) liegt

⁵interface roughness scattering

⁶alloy disorder scattering

⁷background impurity scattering

⁸Ultrahochvakuum

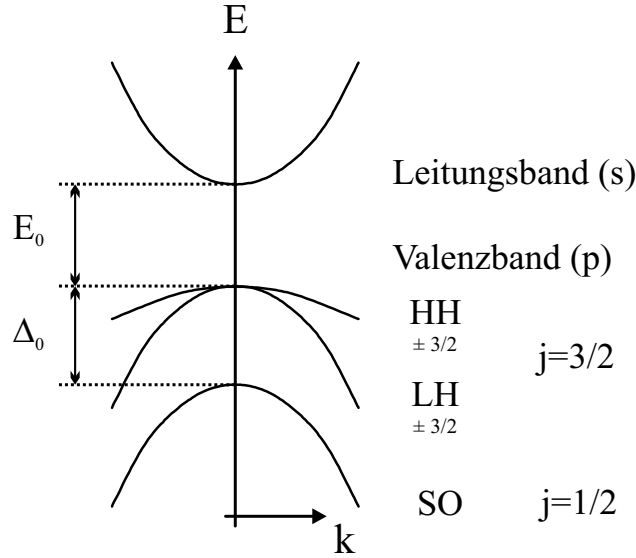


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung von Leitungs- und Valenzband von GaAs am Γ -Punkt (nach [30]).

energetisch weit unter dem 4-fach entarteten Band mit Gesamtdrehimpuls $j = \pm \frac{3}{2}$ (p-artige Orbitale), so dass es für Transportphänomene meist vernachlässigbar ist. Im äußeren Magnetfeld spalten die spinentarteten Zustände durch die Spin-Bahn Kopplung in Spin-up und Spin-down Zustände mit den Quantenzahlen $m_j = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$ auf. Da in Halbleitern, die in der Zinkblende Struktur kristallisieren, keine Inversionssymmetrie existiert, spalten die 3/2-Zustände für $\vec{k} \neq 0$ auch ohne äußeres Feld in ein Band mit $m_j = \pm \frac{3}{2}$ und ein Band mit $m_j = \pm \frac{1}{2}$ auf. Die Löcher im Band mit $m_j = \pm \frac{3}{2}$ haben eine größere effektive Masse und werden als schwere Löcher (heavy holes, HH) bezeichnet. Dagegen haben die Löcher im Band mit $m_j = \pm \frac{1}{2}$ eine geringere effektive Masse und heißen daher leichte Löcher (light holes, LH).

Die Energiedispersion wird häufig mit zwei theoretischen Methoden unter Berücksichtigung der Spin-Bahn Wechselwirkung beschrieben. Eine Methode ist die Envelope Function Approximation und die andere ist die $\vec{k} \cdot \vec{p}$ Methode, die beim (4x4)-Luttinger Modell, beim (8x8)-Kane Modell und beim (16x16)-Extended-Kane-Modell 4, 8 oder 16 Subbänder berücksichtigt und mit steigender Anzahl der Bänder genauer wird. Aus dem Kane-Modell für die Zinkblende Struktur ergeben sich Matrixelemente, die in einem 2D System eine weitere Aufspaltung der Subbänder und Aufhebung der Entartung durch ein zur Heterostruktur senkrechtes elektrisches Feld E bewirkt. Dieses entsteht zum einen durch die Asymmetrie der Kristallstruktur BIA⁹ und zum anderen durch die Asymmetrie des Einschlusspotenzials SIA¹⁰. Der

⁹bulk inversion asymmetry

¹⁰structure inversion asymmetry

Dresselhaus-Term, der die von BIA induzierte Aufspaltung beschreibt, hängt linear von $k_{||}$ ab. Terme höherer Ordnung dagegen beinhaltet der Rashba-Term, der die Spinaufspaltung aufgrund von SIA berücksichtigt. Im HH-Band dominiert die $k_{||}^3$ -Abhängigkeit, der Dresselhaus-Term ist vernachlässigbar. Die aufgespaltenen Subbänder werden auch schwere und leichte Schwerlochbänder (hHH- und lHH-Band) genannt. Nach Winkler [30] gilt für die Energiedispersion der HH-Spin-Subbänder:

$$E_{\pm}^{HH}(\vec{k}_{||}) = \frac{\hbar^2}{2m_h^*} k_{||}^2 \pm \beta k_{||}^3, \quad (2.28)$$

wobei β der Rashba-Koeffizient ist.

Die Asymmetrie des Einschlusspotenzials einer Heterostruktur kann durch das Design der Heterostruktur, z.B. QW-Formen, Dotierung, aber auch durch ein äußeres elektrisches Feld, z.B. durch Anlegen einer Gatespannung beeinflusst werden.

2.2.6 Bestimmung der effektiven Masse

Die effektive Masse ist im Allgemeinen von der Richtung abhängig und somit eine tensorielle Größe

$$\left(\frac{1}{m^*} \right)_{ij} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \left(\frac{\partial^2 E_k}{\partial k_i \partial k_j} \right), \quad (2.29)$$

die die Krümmung der $E_{\vec{k}}$ -Flächen beschreibt. Sie ist im Transport ein wichtiger Parameter und geht außerdem in die Bestimmung des Landé-Faktors g_{eff} , der Transport- und der Quantenstreuzeit (τ_t und τ_q) ein und kann bei Transportexperimenten aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen bestimmt werden. Mit der Annahme, dass die Landau-Niveaus lorentzförmig verbreitert sind, kann der oszillatorische Anteil des Längswiderstandes nach [31] folgendermaßen beschrieben werden:

$$\frac{\Delta R_{xx}}{R_0} = 4 \frac{\chi(T)}{\sinh \chi(T)} \exp \left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q} \right) \cos \left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c} - \pi \right) \quad (2.30)$$

mit $R_0 = R_{B=0}$, der Amplitude der SdH-Oszillationen ΔR_{xx} bei einem festen Magnetfeldwert B und dem thermischen Dämpfungsterm

$$\chi(T) = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}. \quad (2.31)$$

Hierbei bezeichnet T die Temperatur, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ die Zyklotronfrequenz und k_B die Boltzmann Konstante. Nach Elhamri *et al.* [32] kann die Sinushyperbolicus-Funktion durch eine Exponentialfunktion genähert werden. Geht man davon aus, dass

$$\frac{\chi}{\sinh \chi} \approx 2\chi e^{-\chi} \quad (2.32)$$

erhält man für $\chi \gg 1$

$$\ln \left(\frac{\Delta R_{xx}}{T} \frac{K}{\Omega} \right) \approx C - \frac{2\pi^2 k_B m^*}{e\hbar B} T \quad (2.33)$$

mit einer temperaturunabhängigen Konstante C . Wird $\ln(\frac{\Delta R_{xx}}{T})$ gegen T für einen festen Magnetfeldwert B grafisch aufgetragen, kann aus der Geradensteigung die effektive Masse m^* ermittelt werden. Die Quantenstreuzeit τ_q , kann analog aus einem Dingle-Plot bei einer festen Temperatur aus der magnetfeldabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen bestimmt werden [33]. Trägt man $\ln[\frac{\Delta R_{xx}}{4R_0} \frac{\sinh \chi}{\chi}]$ als Funktion von $\frac{1}{B}$ auf, so kann aus der Geradensteigung τ_q berechnet werden.

2.2.7 Schwache Lokalisierung und schwache Antilokalisierung

Konstruktive Interferenz zwischen zeitumgekehrten Paaren kohärenter, zu einem beliebigen Ausgangspunkt zurückgestreuten Elektronenwellen führt zu schwacher Lokalisierung freier Ladungsträger in Metallen und Halbleitern. Die Rückstreuung an Störstellen oder am Probenrand erfolgt quasielastisch. Da ein derart gestreutes Elektron nicht mehr für den Ladungstransport zur Verfügung steht, kommt es zu einem Anstieg des klassisch erwarteten Widerstandwertes. Voraussetzung für diesen Effekt ist, dass die Phasenkohärenzzeit τ_ϕ größer als die elastische Streuzeit τ_e ist. Deshalb tritt dieser Effekt erst bei tiefen Temperaturen und ausschließlich im diffusen Transportregime auf [34]. Wie in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt ist, kann ein Ladungsträger auf unterschiedlichen Trajektorien von A nach B gelangen. Dabei wird er bei jedem Weg an unterschiedlichen Störstellen elastisch gestreut. Bei diesen Streuprozessen bleibt die Phaseninformation der Elektronenwelle erhalten. Wenn die Phasenkohärenzlänge länger ist als die Distanz zwischen A und B, bleibt die Phaseninformation auf jedem Weg erhalten. Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeit, dass eine Elektron von A nach B gestreut wird, zeigt, dass die unterschiedlichen Trajektorien keinen Effekt zum Elektronentransport liefern. Die selbstkreuzenden Wege, bei denen Elektronen zum Ausgangspunkt P (vgl. Abbildung 2.12) zurückgestreut werden, liefern jedoch einen nicht verschwindenden Beitrag zur Übergangswahrscheinlichkeit von A nach B. Die lässt sich durch konstruktive Interferenz zweier kohärenter Elektronenwellen, die den geschlossenen Pfad im und entgegen dem Uhrzeigersinn durchlaufen, erklären. Diese konstruktive Interferenz am Ort P reduziert die Übergangswahrscheinlichkeit von A nach B und somit die Leitfähigkeit. Diese schwache Lokalisierung führt zu einem Anstieg im Gesamtwiderstand im Vergleich zum klassischen Fall.

Wird nun ein schwaches Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche angelegt, bewirkt das dem Magnetfeld entsprechende Vektorpotenzial eine Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{2S}{l_m^2}, \quad (2.34)$$

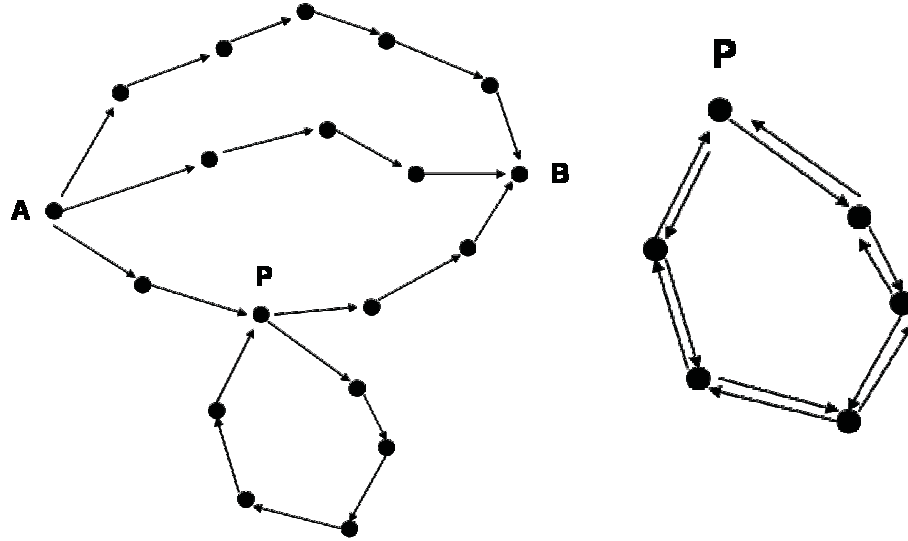


Abbildung 2.12: Links: Trajektorien freier Ladungsträger von Ort A zu Ort B. Rechts: Vergrößerung eines Selbstkreuzungspunktes P.

wobei S die von der Trajektorie von P nach P eingeschlossenen Fläche und l_m die magnetische Länge

$$l_m = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \quad (2.35)$$

darstellen. Die Phasendifferenz nimmt mit zunehmenden Magnetfeld zu und zugleich die Wahrscheinlichkeit für konstruktive Interferenz ab. Als Folge sinkt der Gesamtwiderstand mit steigendem Magnetfeld.

Bisher wurde der Elektronenspin als Erhaltungsgröße angenommen. In realen Systemen muss oft die Spin-Bahn-Streuung berücksichtigt werden. Dies führt bei diesen Systemen bei tiefen Temperaturen zur schwachen Antilokalisierung, das heißt zu einer Erniedrigung des Gesamtwiderstands. Durch die Spin-Bahn Wechselwirkung kommt es bei den im und entgegen dem Uhrzeigersinn laufenden Elektronenwellen zu einer Phasenverschiebung von gerade 2π und somit zur destruktiven Interferenz. Eine theoretische Beschreibung der schwachen Lokalisierungseffekte in kubischen Kristallen liefert das Modell nach Iordanskii, Lyanda-Geller und Pikus [35].

Kapitel 3

Experimentelle Methoden und Geräte

Ziel dieses Kapitels ist es, die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Geräte und Methoden kurz vorzustellen. Im ersten Abschnitt wird der Aufbau der Anlage zur Molekularstrahlepitaxie (MBE¹) und der prinzipielle Wachstumsprozess vorgestellt. Die hergestellten Proben wurden hauptsächlich mit Magnetotransportexperimenten analysiert. Dazu fanden unterschiedliche Aufbauten und Strukturierungsmethoden Verwendung. Ergänzt wurden diese Messungen durch Rasterkraftmikroskopie (AFM²), Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und Röntgendiffraktometrie zur Beurteilung der Oberflächenmorphologie und Kristallqualität. Die magnetischen Eigenschaften wurden ergänzend mittels SQUID³ und MoKE⁴ Magnetometrie untersucht.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Molekularstrahlepitaxie ist ein Verfahren bei dem Festkörper in hoher Qualität mit atomarer Präzision unter Ultra-Hoch Vakuum (UHV) Bedingungen epitaktisch hergestellt werden. Diese Technik hat sich seit ihrer Entwicklung um 1970 zur Herstellung sehr reiner Halbleiterheterostrukturen sowohl in der Forschung als auch in der Industrie zur Epitaxie von Metall-, Isolator-, Halbleiter- und Supraleiterschichten etabliert. Für das Wachstum grundlegend ist die Reaktion heißer Atome oder Moleküle mit der geheizten Oberfläche des einkristallinen Substrates. Das aufgewachsene Material übernimmt dabei die Gitterstruktur des Substrates. Das UHV

¹molecular beam epitaxy

²atomic force microscope

³superconducting quantuminterference device

⁴Magnetooptischer Kerreffekt

ist zum einen nötig, damit die aus den Effusionszellen verdampften hochreinen Materialien in gerichteten Molekularstrahlen mit einer mittleren freien Weglänge, die viel größer als der Durchmesser der Wachstumskammer ist, auf die Substratoberfläche auftreffen und zum anderen, dass die gewachsene Schicht möglichst frei von Verunreinigungen ist. So können Strukturen mit atomar kontrollierbarer Schichtdicke, glatten Grenzflächen, gezielten Dotierstoffkonzentrationen und epitaktischen Halbleiter/Metall Übergängen maßgeschneidert werden.

3.1.1 Anlage

Bei der in dieser Arbeit zur Herstellung der GaAs basierten III/V - Halbleiterheterostrukturen verwendeten MBE-Anlage handelt es sich um ein modifiziertes Gen-II-System der Firma Veeco [36]. Das System besteht aus zwei Wachstumskam-

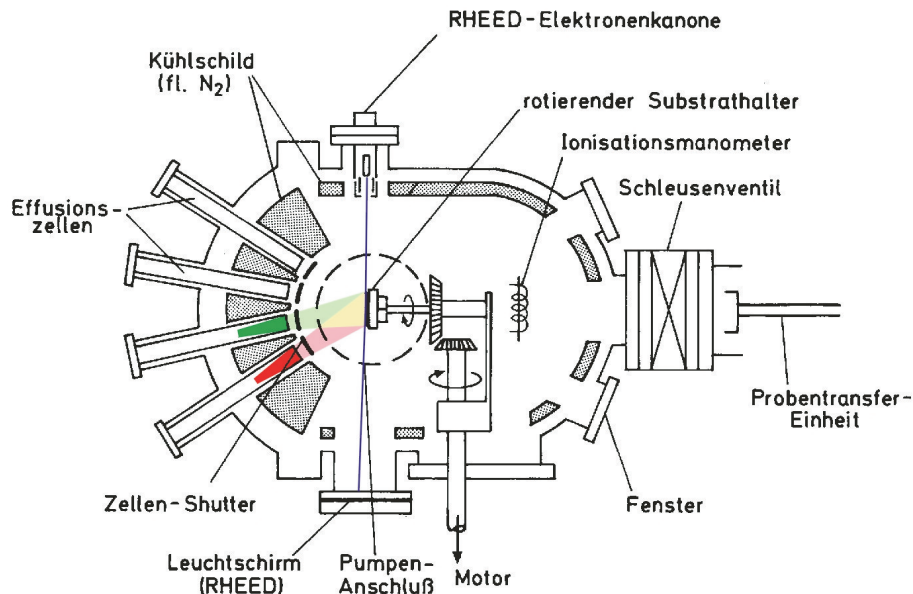


Abbildung 3.1: Schematischer Querschnitt der Wachstumskammern.

mern mit je einem Basisdruck $< 10^{-11}$ mbar, die über einen UHV-Transferkanal verbunden sind. Zu jeder Kammer gehört eine Vorkammer, die in den Transferkanal integriert ist. Diese ist jeweils mit einer Heizstation ausgestattet, und wird von je einer eigenen Kryopumpe gepumpt. An den Transferkanal angeschlossen ist die Schleusenkammer zum Ein- und Ausschleusen der Substrate. Die so genannte High-Mobility Kammer ist für das Wachstum höchstbeweglicher Elektronen- und Loch-Systeme ausgelegt und ist mit zwei Aluminium (Al) Zellen, zwei Gallium (Ga) Zellen und einer Indium (In) Zellen, sowie einer Arsen (As) valved cracker Zelle

ausgestattet. Als Dotierstoffe stehen Silizium (Si) und Kohlenstoff (C) zur Verfügung. Die in dieser Arbeit hergestellten Proben wurden fast ausschließlich in der so genannten Spintronik Kammer (s. Abbildung 3.2 rechte Kammer) hergestellt. Diese

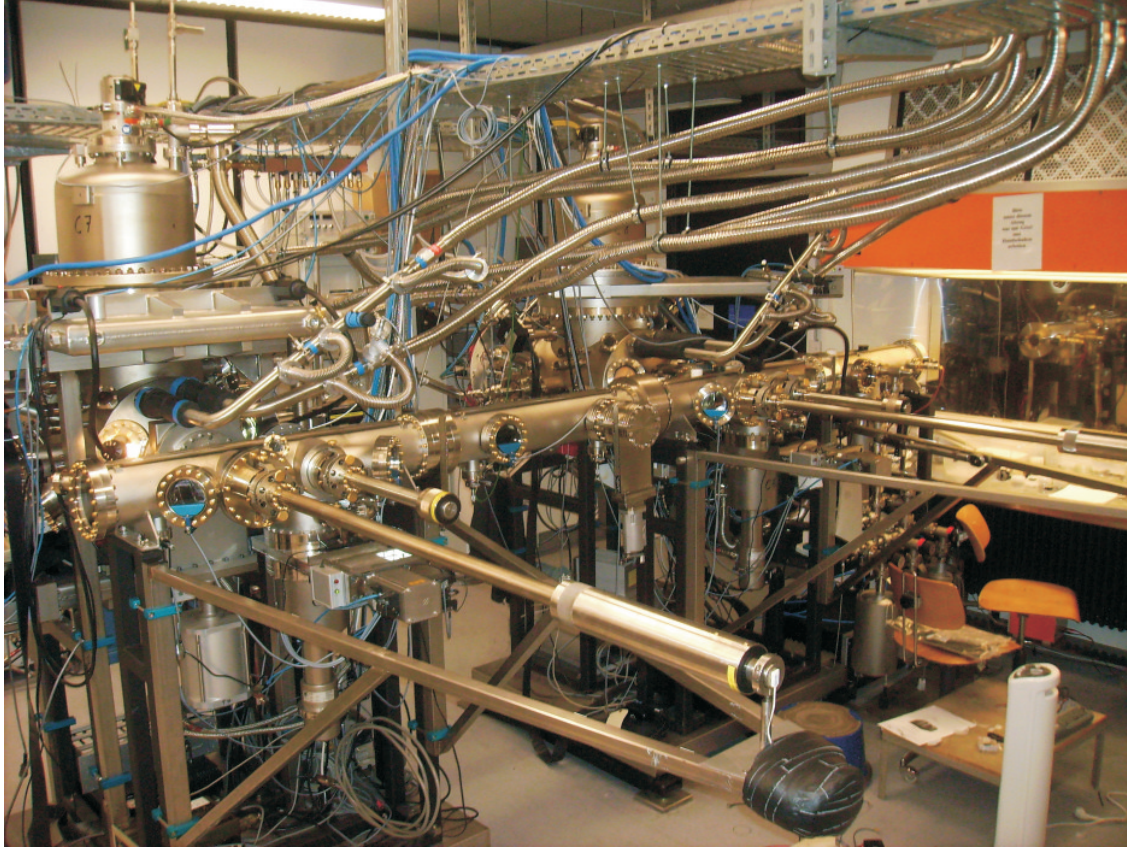


Abbildung 3.2: Bild des Regensburger MBE-Systems. Links die High-Mobility und rechts die Spintronik Kammer.

ist mit je einer Al, Ga und In Zelle und Si und Mangan (Mn) als Dotierstoffe ausgestattet. Im Laufe dieser Arbeit wurde die bis zu diesem Zeitpunkt vorhandene einfache As cracker Zelle durch eine As valved-cracker Zelle ausgetauscht, bei der der As-Fluss zusätzlich über ein Ventil geregelt werden kann. Gegen Ende dieser Arbeit wurde die Anlage um eine Kohlenstoff-Zelle erweitert. Des weiteren verfügen beide Kammern über die Möglichkeit des Überwachsens von Spaltflächen (CEO⁵). Dazu kann ein Probenstück auf einem speziellen Halter senkrecht montiert werden und somit *in-situ* gespalten werden [37]. Die grundlegenden Bestandteile der Anlage sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt und werden im Folgenden aufgelistet. Für eine detaillierte Beschreibung der Anlage wird auf [36] verwiesen.

⁵cleaved edge overgrowth

- **Pumpensystem**

Da die Anlage auf höchste Reinheit ausgelegt ist, kommen nur ölfreie Pumpen zum Einsatz. Das Vorvakuum wird bei Bedarf von Flüssigstickstoff-gekühlten Sorptionspumpen gepumpt. Ansonsten werden sowohl im Transfersystem, als auch in den Wachstumskammern Kryopumpen verwendet. Die Wachstumskammern werden zusätzlich über großflächige mit flüssigem Stickstoff gekühlte Shrouds gepumpt und sind jeweils mit einem Titan-Sublimator ausgestattet.

- **Effusionszellen**

Als Effusionszellen für die Gruppe III-Elemente dienen Knudsenzellen. Die

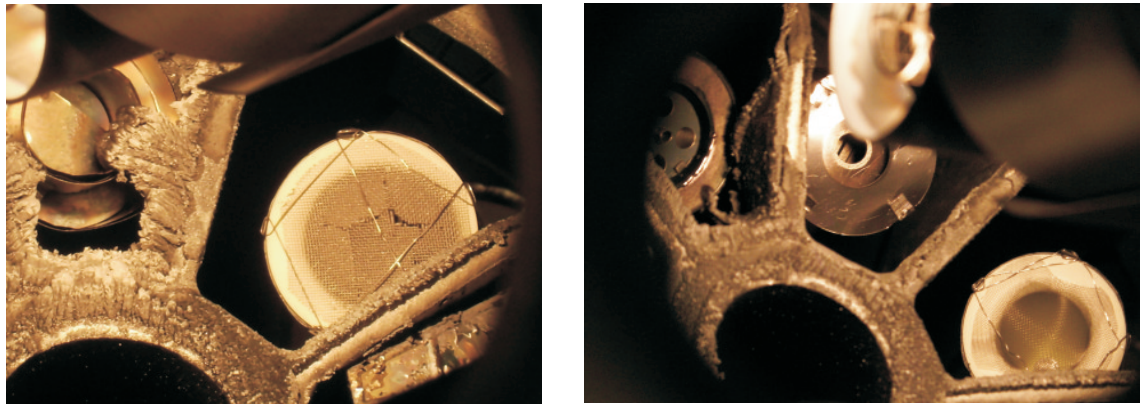


Abbildung 3.3: Blick in die Kammer auf die Öffnungen der Effusionszellen. Linkes Bild: Alte As-Zelle (links) und die Mn-Zelle (rechts) bei geöffnetem Shutter. Rechtes Bild: Neue As valved-cracker Zelle (links). Die alte As-Zelle wurde gegen eine C-Dotierstoffzelle ausgetauscht, das C-Filament ist durch die Öffnung (Blende) zu sehen. Rechts sieht man die Mn Zelle mit neuem Tiegel und Tantal-Gitter. Oben in den Bildern ist jeweils die Rückseite des Manipulators mit der Druckmessröhre erkennbar.

Materialien Gallium, Aluminium und Indium werden in konische Tiegel aus pyrolitisch abgeschiedenem Bor-Nitrid (PBN) gefüllt, aus denen sie dann während des Wachstums verdampfen.

- **Dotierstoffzellen**

Die Dotierstoffe Mn, Kohlenstoff und Silizium sublimieren. Dabei wird für Mn wieder eine gewöhnliche Knudsen Zelle mit PBN Tiegel verwendet. Die Öffnung ist mit einem Netz aus Tantal abgedeckt, um das Material zu sichern, da die Zelle in einer abwärts geneigten (downward-looking) Position eingebaut ist. Da zur Sublimation von Kohlenstoff und Silizium sehr hohe Temperaturen erforderlich sind, bei der die Gefahr besteht, dass sich die PBN Tiegel zersetzen und Stickstoff frei wird, bestehen diese Dotierquellen nur aus jeweils

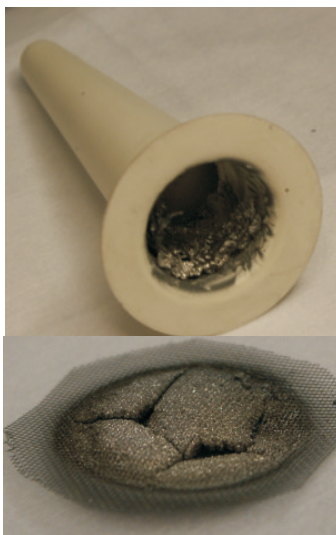


Abbildung 3.4: Gebrauchter mit Mn gefüllter PBN Tiegel (oben) und gebrauchtes mit Mn zuge dampftes Tantal-Gitter (unten).

einem Filament des entsprechenden Materials mit einer Dicke im sub-mm Bereich, durch das dann ein elektrischer Strom fließt und so das Dotiermaterial verdampft wird. Bei Silizium reicht ein Strom im Bereich von ca. 6 A bis 14 A aus, bei Kohlenstoff werden Stromstärken von 45A bis 60A benötigt. Ein zusätzlicher Vorteil bei diesen Filamenten liegt darin, dass die Temperatur direkt durch den Strom geregelt wird und so der Fluss sehr schnell geändert werden kann.

- **Arsenquelle**

Arsen sublimiert wie die Dotierstoffe, jedoch entsteht ein ausreichender As Fluss bereits im Bereich von 270°C bis 310°C. Zu Beginn der Arbeit wurde eine Zelle ohne Ventil verwendet, so dass der Arsen-Fluss nur über die Veränderung der Temperatur geregelt werden konnte, was bei einer Füllmenge von bis zu 500g einige Zeit benötigt. Vorteil der neuen valved-cracker Zelle ist, dass der Arsenfluss über ein Nadelventil schnell und sehr genau eingestellt werden kann. Beide Zellen besitzen einen auf über 1000°C heizbaren Bereich. In dieser so genannten Cracking-Zone könne die As_4 -Moleküle in As_2 Moleküle gespalten werden, was abhängig von den Wachstumsparametern die Wachstumskinetik positiv beeinflussen kann.

- **Temperaturmessung**

Zur Messung der Substrattemperatur stehen zwei Pyrometer zur Verfügung, die für unterschiedliche Temperaturbereiche optimiert sind. Eines deckt den Bereich oberhalb von 400°C ab, das zweite ist bei niedrigeren Temperaturen

sensitiv. Bei der Pyrometrie wird ausgenutzt, dass die vom Substrat ausgehende thermische Strahlung dem Planckschen Gesetz, welches die spektrale Energiedichte $\rho(\nu, T)$ beschreibt, folgt. Bei niedrigeren Temperaturen ist jedoch die Bandlücke von GaAs größer als die Photonenenergie des verwendeten Spektralbereichs, so dass die Temperatur des Tantal-Probenhalter gemessen wird. Da das Substrat mit Gallium auf dem Halter befestigt wird, besteht ein guter thermischer Kontakt zwischen Halter und GaAs, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Temperaturen vergleichbar sind.

- **Manipulator**

Auf dem Manipulator wird der Probenhalter mit dem Substrat während des Wachstums fixiert. Die im Manipulator integrierte Heizung ist darauf ausgelegt, das Substrat möglichst gleichmäßig zu heizen. Der Manipulator ist um zwei Achsen drehbar, so dass der Wafer während des Wachstums rotiert und gekippt werden kann. Auf der Rückseite befindet sich eine Ionisations-Druckmessröhre, mit dem auch die Partialdrücke der Atom- und Molekülstrahlen, insbesondere der As-Druck gemessen werden kann.

- **Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen**

Die Vorrichtung zur Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen (RHEED⁶) besteht aus einer Elektronenquelle und einem Fluoreszenzschirm auf der gegenüberliegenden Seite der Kammer. Elektronenquelle und Schirm sind so montiert, dass ein Strahl beschleunigter Elektronen (Beschleunigungsspannung ca. 15 kV) unter flachem Winkel auf die Probe auftrifft. Das Beugungsbild kann mit einer Videokamera aufgenommen, digitalisiert und am Computer ausgewertet werden. Diese Einrichtung dient zum einen der *in-situ* Charakterisierung der Oberflächeneigenschaften und der kristallinen Qualität der gewachsenen Schichten und zum anderen der Kalibrierung der Wachstumsraten. Die Beugungsreflexe treten genau dann auf, wenn die Bragg-Bedingung

$$\vec{g} = \vec{k} - \vec{k}_0 \quad (3.1)$$

erfüllt ist, wobei \vec{g} einen reziproken Gittervektor, \vec{k} den Wellenvektor der gebeugten Elektronen und \vec{k}_0 den der einfallenden Elektronen bezeichnet. Aufgrund des streifenden Einfalls der Elektronen findet die Beugung nur an der Oberfläche statt, so dass diese Methode sehr oberflächensensitiv ist. So können die kristalline Struktur, die Rauigkeit der Oberfläche und eventuell dreidimensionales Wachstum, oder beim Wachstum von GaMnAs Schichten mögliche hexagonale Einschlüsse oder polykristalline Strukturen identifiziert werden. Ferner werden Oberflächenrekonstruktionen sichtbar, die sich mit der Temperatur oder mit der Elementzusammensetzung ändern.

⁶reflected high energy electron diffraction

3.1.2 Wachstum von GaAs

Das Wachstum dünner Schichten kann im Wesentlichen in drei Mechanismen gegliedert werden. Das Frank-van-der-Merve-Wachstum ist ein Modell bei dem neue Schichten Monolage für Monolage wachsen, dazu eng verwandt ist das Stufenwachstum. Vereinfacht werden sie zu einem Mechanismus zusammengefasst. Nach dieser Methode wurden alle in dieser Arbeit behandelten Schichten hergestellt. Ein weiterer Mechanismus ist das Stranski-Krastanov-Wachstum. Nach dem Wachstum von einer oder wenigen Monolagen erfolgt das Wachstum auf Inseln in die Höhe. Mit dieser Methode ist z.B. das Wachstum von selbstorganisierten InAs oder InGaAs Quantenpunkten auf GaAs möglich. Dieses dreidimensionale Wachstum beginnt abhängig von der Wachstumsrate z.B. beim Wachstum von InAs auf (001)-GaAs temperaturabhängig bei Rate von 0.2 Monolagen pro Sekunde genau nach 1.68 Monolagen [38], was auch zur Eichung der In-Rate genutzt werden kann. Die dritte Methode ist das Volmer-Weber-Wachstum. Hier erfolgt das Wachstum in Form von hohen Inseln, so dass die Herstellung von Nanostrukturen möglich wird.

Das MBE Wachstum von III-V Halbleitern wird auch Drei-Temperaturen Methode [39] genannt. Dabei wird die Substrattemperatur während des Wachstums zwischen den Verdampfungstemperaturen der Gruppe III Elemente (ca. 800°C bis 1200°C) und den Sublimationstemperaturen der Gruppe V Elemente (um 300°C) gewählt. Abweichungen von diesen Temperaturbereichen beim Wachstum von GaAs basierenden Heterostrukturen werden unter anderem beim Einbau von hohen Indiumkonzentrationen, bei der Dotierung mit Mangan oder auch beim Wachstum in der unpolaren (110) Richtung aus unterschiedlichen Gründen notwendig. Diese Sonderfälle werden in den entsprechenden Kapiteln erläutert. Der prinzipielle Wachstumsprozess bleibt jedoch identisch. Treffen die gerichteten Atom- und Molekülstrahlen auf die geheizte Substratoberfläche auf, so können sich die Atome entweder frei auf der glatten Oberfläche oder entlang einer Stufe bewegen, sich zu Clustern zusammenschließen, wieder abdampfen oder bevorzugt am Treffpunkt zweier Kanten in den Kristall eingebaut werden. Die auf die heiße Oberfläche auftreffenden As_4 -Moleküle müssen vor einem defektfreien Einbau erst in As_2 -Moleküle und weiter in As-Atome gespalten werden.

3.1.3 Rateneichung

Die Wachstumsraten, die ausschließlich über die Flüsse der Gruppe III Elemente eingestellt werden, können über die Intensitätsoszillationen des Spiegelreflexes des RHEED Beugungsbildes während des Wachstums bestimmt werden. Dies wird nun für die Eichung der Ga und Al Raten beschrieben. Eine Beschreibung der Indium- und Mangan Rateneichung erfolgt in den entsprechenden Abschnitten.

Wächst die Schicht Monolage für Monolage, wechselt die Oberfläche, wie in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt ist periodisch zwischen sehr glatt (Monolage vollständig) und sehr rau (halbbedeckte Lage). Die Intensität des Spiegelreflexes ist

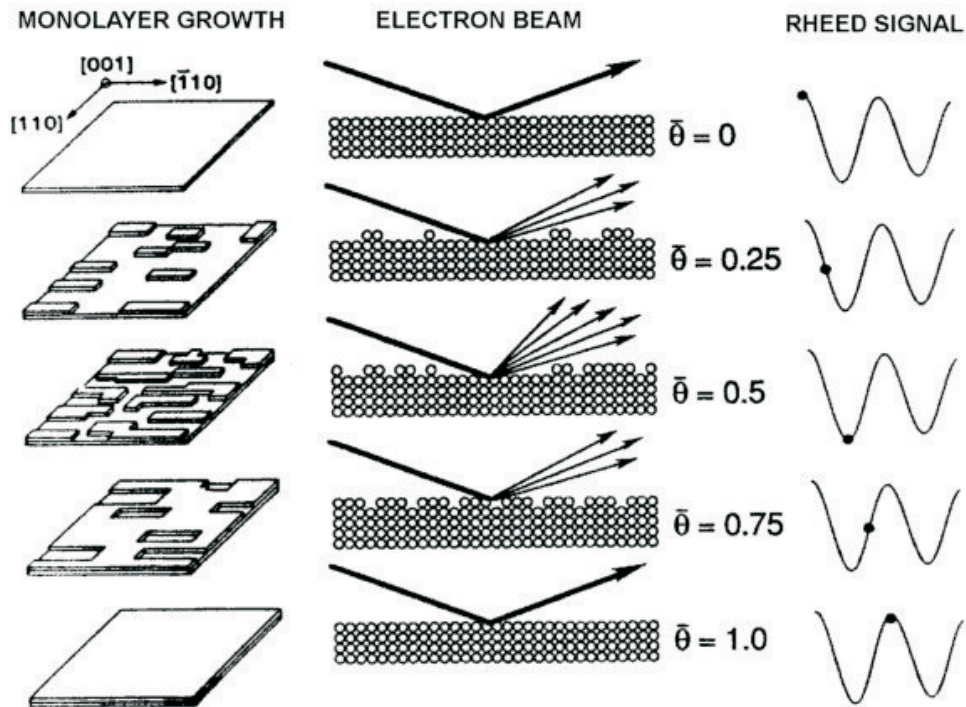


Abbildung 3.5: Prinzipielle Darstellung der Entstehung der RHEED-Oszillationen beim Schichtwachstum [23].

umso schwächer, je rauer die Oberfläche ist, da dann die Elektronen weiter in das Kristallgitter eindringen können und ein größerer Teil in Richtung der Nebenreflexe gestreut werden kann. Die Oszillationsperiode, wie in Abbildung 3.6 gezeigt, lässt sich über eine Software auswerten. Auf diese Weise können die Wachstumsraten bestimmt werden. Trifft auf benachbarte Bereiche der Rheed-Sonde unterschiedlich viel Material auf [40], kann eine Schwebung beobachtet werden, wie dies in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Diese besondere Geometrie kann dadurch bedingt sein, dass der Probenhalter während der Rateneichung um $\leq 1.5^\circ$ gekippt wird, um den Einfallswinkel des Elektronenstrahls für die Darstellung des Spiegelreflexes zu optimieren. Der Winkel zwischen Ga und Al Zellen beträgt ca. 90° , so dass nicht zwingend beide Materialien eine Schwebung aufweisen. Die Wachstumsrate lässt sich über die Quelltemperatur variieren und wird für Gallium und Aluminium zu Beginn eines Wachstumstages eingestellt.

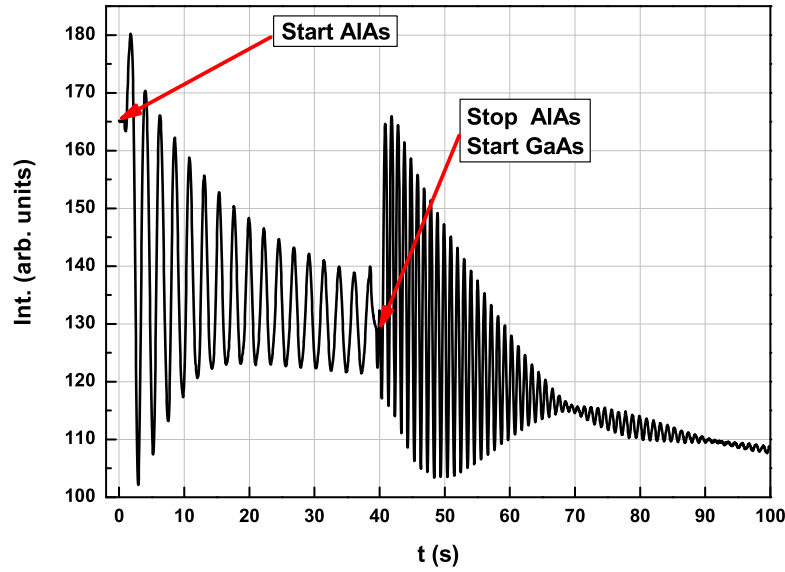


Abbildung 3.6: Intensitätsoszillationen des Spiegelreflexes im RHEED-Beugungsbild. Mit Hilfe der Oszillationsperiode können die Wachstumsraten für AlAs und GaAs bestimmt werden. Die Schwebung bei den GaAs-Oszillationen entsteht bei besonderer Geometrie zwischen Zelle und Einfallswinkel des RHEED-Strahles aufgrund lokaler leicht unterschiedlicher Wachstumsraten im abgetasteten Bereich.

3.2 Probenpräparation

Für die Magnetotransportexperimente müssen die gewachsenen Halbleiterheterostrukturen geeignet strukturiert werden. Dabei reicht für eine erste Charakterisierung die van-der-Pauw Geometrie aus. Für weiterführende Messungen sind jedoch ein definierter Strompfad sowie definierte Spannungsabgriffe entlang bestimmter Kristallrichtungen notwendig. Um an den indiumhaltigen zweidimensionalen Ladungsträgersysteme feldeffektabhängige Messungen durchführen zu können, wurde eine Methode entwickelt, um auf die bestehenden Strukturen zusätzlich eine Isolationschicht und eine Gateelektrode aufzubringen. Die Herstellung ohmscher Kontakte ist für die unterschiedlichen Probenmaterialien verschieden, jedoch unabhängig von der verwendeten Geometrie.

Ohmsche Kontakte

Um die Halbleiterstrukturen elektrisch charakterisieren zu können, werden Metall-Halbleiterkontakte benötigt, die ohmsches Verhalten aufweisen. Ein solcher Kontakt kann sich ausbilden, wenn die Austrittsarbeit des Metalls kleiner ist als die Austrittsarbeit eines z.B. n-dotierten Halbleiters $\phi_m < \phi_{hl}$ und sich das Leitungsband oberhalb der Fermikante befindet und nach oben gebogen wird. Für einen p-dotierten Halbleiter und Valenzband erfolgt dies analog [23]. Dies ist aber nicht immer möglich. In diesem Fall kann durch eine starke Oberflächendotierung, welche z.B. durch das Einlegieren von geeigneten Metallen entsteht, eine schmale Tunnelbarriere erzeugt werden, welche von den Elektronen durchtunnelt werden kann und einen Schottky-Kontakt mit linearer Kennlinie entsteht. Es wurden für die in dieser Arbeit untersuchten Proben drei unterschiedliche Arten von Kontakten benötigt.

- GaMnAs Schichten

Da in den untersuchten GaMnAs Schichten die Löcherdichte größer als $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist, müssen die Metallkontakte nicht zusätzlich einlegiert werden. Als Kontaktmaterial wird eine Indium-Zink Mischung (4-6 % Zn) verwendet.

- p-dotierte Halbleiterheterostrukturen

Alle mit Kohlenstoff dotierten Heterostrukturen und alle mit Mangan modulationsdotierten In-haltigen Strukturen werden analog mit einer Indium-Zink Mischung (6N Indium mit 4-6 % Zn) kontaktiert und anschließend in Formiergasatmosphäre 60s bei 350°C einlegiert.

- n-dotierte Halbleiterheterostrukturen

Alle mit Silizium n-dotierten Schichten werden mit Indium kontaktiert und anschließend in Formiergasatmosphäre 300s bei 460°C einlegiert. Bei den n-Kontakten ist die Reinheit der Lötspitze von besonderer Bedeutung. Bei n-dotierten GaAs Schichten mit einer Elektronendichte größer 10^{18} cm^{-3} ist ein zusätzliches Einlegieren nicht zwingend notwendig.

Alle Kontaktmaterialien wurden auf die Halbleiterschicht direkt aufgelötet. Bei den meisten Strukturen wurden die Proben an den entsprechenden Stellen zuvor mit einer Nadel angeritzt.

van der Pauw Methode

Bei Strukturierung in van-der Pauw Geometrie werden 4 bis 8 Kontakte am Rand eines quadratischen Probenstücks mit einer Kantenlänge von ca. 4mm angebracht. Für die Bestimmung der Curie-Temperatur, des Schichtwiderstandes, der Ladungsträgerdichte (nur nicht-magnetische Proben) und für erste Transportmessungen ist

diese Methode aufgrund ihres geringen Strukturierungsaufwandes bevorzugt verwendet worden. Eine Beschreibung der Methode zur Bestimmung des Schichtwiderstandes in dieser Geometrie erfolgt im Anhang. Mit dieser Methode können auch überwachsene Spaltkanten strukturiert werden, wobei dann auf das Anritzen verzichtet wurde.

Hallbarstrukturen

Die Hallbars sind durch Fotolithografie und nasschemisches Ätzen hergestellt worden. Dazu wird auf die gereinigte Probe lichtempfindlicher Lack aufgeschleudert und durch eine Fotomaske mit UV Licht belichtet. Bei diesem Positivprozeß können in einem Entwicklerbad die belichteten Lackbereiche entfernt werden, so dass z.B. eine Hallbar stehen bleibt. Der stehen gebliebene Lack schützt die entsprechenden Halbleiterbereiche vor der Ätzlösung. Alle Strukturen konnten mit einer Mischung aus Essigsäure, Wasser und Wasserstoffperoxid geätzt werden. Die detaillierten Rezepte sind im Anhang zusammengestellt. Die Höhe der geätzten Stufen können nach Entfernen des restlichen Lacks mit Aceton mittels Profilometrie bestimmt werden. Da Strukturen mit hinreichend großen Kontaktpads verwendet wurden, konnten anschließend die Kontakte wie oben beschrieben angelötet werden. Es wurden sowohl



Abbildung 3.7: Mit L-förmiger Hallbar strukturierte und ankontaktierte Proben. Diese Probe wurde zusätzlich mit einer Isolatorschicht und einer Metallelektrode als Topgate versehen (heller Bereich); am oberen Bildrand sind die gelöteten In-Kontakte zu sehen.

normale, also auch L-förmige Hallbarstrukturen wie in Abbildung 3.7 dargestellt in zwei unterschiedlichen Größen verwendet. Länge und Breite der Hallbar-Strukturen betragen $1000\mu m \times 200\mu m$, bzw. $200\mu m \times 40\mu m$.

Metallische Gateelektrode

Einige der In-haltigen zweidimensionalen Ladungsträgersystemen wurden mit einem metallischen Gate auf der Probenoberfläche (Topgate) versehen. Wegen der fehlenden, bzw. geringen Schottkybarriere von InAs, bzw. von InGaAs/InAlAs und Metallen, musste zwischen Metall und Halbleiter ein Dielektrikum aufgebracht werden. Als Isolatorschicht wurde ein Parylenefilm verwendet und als Gate-Material eine dünne Titan/Goldschicht. Dazu wurde auf die mit einer Hallbar strukturierten, bereits mit gelöteten, einlegierten Kontakten versehenen und gereinigten Proben mittels eines chemischen Gasphasenprozesses ein ca. 130nm dicker Parylenefilm abgeschieden. Als Ausgangsmaterial der Polymerschicht wird das als Dimer vorliegende Parylene C[®] verwendet, bei dem jede Monomereinheit mit Cl monosubstituiert ist. Die Schichtdicke wurde mit Hilfe eines Weißlichtinterferometers bestimmt.

Für die Metallisierung des eigentlichen Gates wurde nach einem weiteren optischen Lithografieschritt in einer UHV Aufdampfanlage (Univex) eine ca. 10nm dicke Titan Schicht und eine ca. 120nm dicke Goldschicht aufgedampft. Beim anschließenden Lift-off Prozess im Acetonbad werden die Metallschichten auf den mit Fotolack abgedeckten Bereichen der Probe entfernt (s. Abbildung 3.7). Auf die Gateelektrode wurde dann ein dünner Golddraht mit Zweikomponenten-Leitsilber angeklebt.

Zur Fertigstellung der Proben werden an die Kontakte dünne Golddrähte angelö-

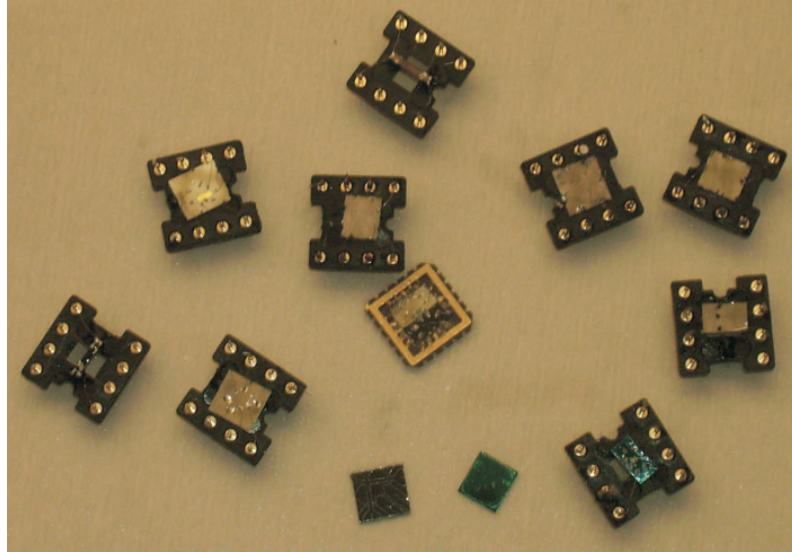


Abbildung 3.8: Überblick über die meisten der verwendeten Probenarten, Strukturierungsmethoden und Probensockel.

tet. Nach Befestigung der Probe je nach verwendeten Messstäben in einen 8-poligen

Probensockel oder 20-poligen Chipcarrier mit Vakuumfett oder PMMA, wurden die Golddrähte an den Kontaktbereichen der Probensockel, bzw. Chipcarrier angelötet, bzw. zusätzlich mit Leitsilber festgeklebt.

3.3 Magnetotransport

In diesem Abschnitt werden die Messplätze vorgestellt, die für die elektrische Charakterisierung und für Magnetotransportuntersuchungen verwendet wurden. Dabei werden unterschiedliche Anforderungen an den jeweiligen Aufbau gestellt. Es wird zum einen ein System benötigt, welches eine einfache Schnellcharakterisierung sowohl der magnetischen GaMnAs Schichten, als auch der nicht-magnetisch dotierten GaAs Schichten und der unterschiedlichen zweidimensionalen Ladungsträgersysteme ermöglicht. Weitere Anforderungen sind die Variation der Temperatur von Raumtemperatur bis in den mK Bereich und die Möglichkeit, Messungen bei hohen Magnetfeldern durchführen zu können. Dies konnte mit zwei unterschiedlichen ^4He -, einem ^3He - und einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten realisiert werden.

Kannenmessplatz

Der Kannenmessplatz ist für eine erste Charakterisierung der Halbleiterheterostrukturen optimiert. Er besteht aus einem Magnetstab, der über eine supraleitende Spule und einen abgetrennten Probenraum verfügt. Über ein Nadelventil kann dieser mit flüssigem ^4He geflutet werden. Der Aufbau kann in eine konventionelle ^4He Kanne abgesenkt werden, so dass nur an Messtagen flüssiges ^4He benötigt wird. Ein separater zum Magneten passender Probenstab verfügt über eine Leuchtdiode, einen Temperatursensor und zwei Steckplätze für 8-polige Probensockel.

Der Siedepunkt des ^4He -Isotops beträgt bei Normaldruck 4.2K. Wird der Dampfdruck über der Flüssigkeit weiter erniedrigt, kann die Temperatur auf 1.4K reduziert werden. Dabei wird bei geschlossenem Nadelventil nur das Volumen des Probenraums abgepumpt. Es kann bei Magnetfeldstärken bis 6T gemessen werden. Die Proben werden gewöhnlich senkrecht zum Magnetfeld eingebaut, mit einem Adapter kann eine Probe auch im parallelen Magnetfeld untersucht werden. Die Messdatenaufnahme erfolgt mit Hilfe eines Umschalters und eines Lock-In Verstärkers computergesteuert. Durch langsames Abkühlen kann das temperaturabhängige Widerstandsverhalten der Materialien kontinuierlich von Raumtemperatur bis 4.2K ermittelt werden. Je nach Bedarf können mit diesem Aufbau Curie-Temperatur (magnetische Proben), Schichtwiderstand, Ladungsträgerdichte (nicht-magnetische Proben), Beweglichkeit und Strom-Spannungs Kennlinien schnell und einfach bestimmt und erste Transportmessungen durchgeführt werden. Zur Aufnahme von Strom-Spannungs Kennlinien steht ein mobiler HP Parameteranalyzer bereit, der

an allen Transportmessplätzen verwendet wurde.

^4He Kryostat mit ^3He Einsatz

Weiterführende Messungen können an einem ^4He -Kryostaten der Firma Oxford durchgeführt werden. Dieser besteht aus einem fest eingebauten supraleitenden Ma-

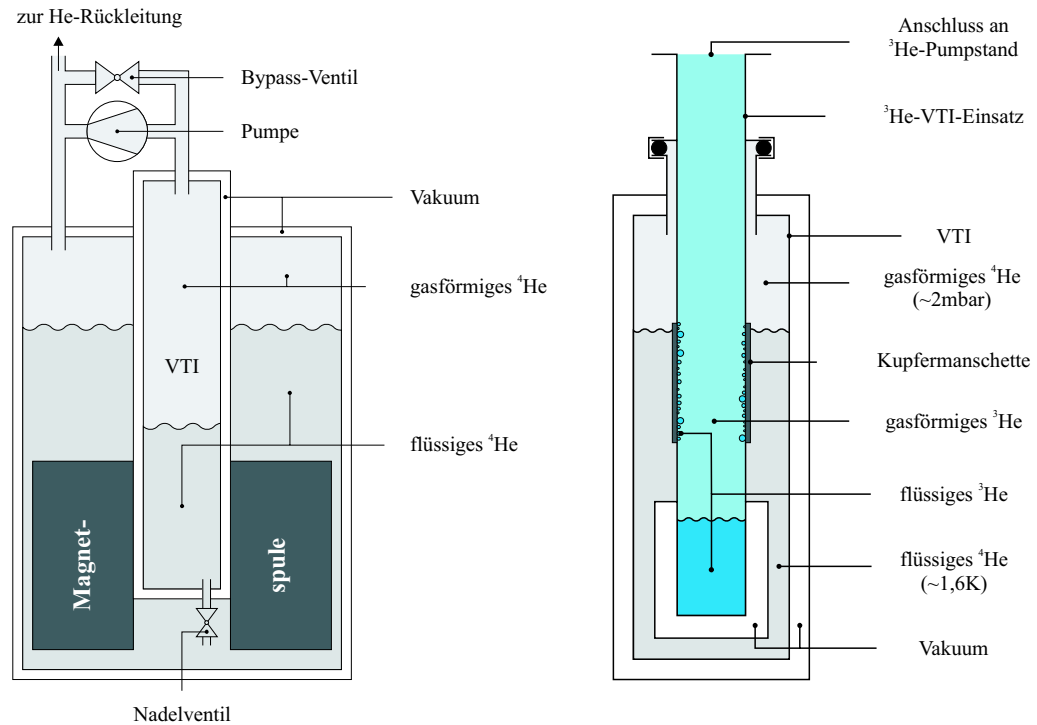


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des ^4He -Kryos (links) und des ^3He -Einsatzes. (aus [22])

gneten für Felder bis 16T und einem Variablen Temperatur Einsatz (VTI), der eine Variation der Temperatur im Probenraum, der über ein Nadelventil mit dem Helium-Reservoir verbunden ist, zulässt. Mit Hilfe einer Heizung, die mit einem PID⁷-Regler gesteuert werden kann, sind kontinuierliche Messungen im Temperaturbereich von 200K bis 1.4K möglich (s. Abbildung 3.9).

Zusätzlich existiert ein ^3He -Einsatz mit einem ^3He -Pumpstand, mit dem Messungen bei einer festen Temperatur von ca. 360mK durchgeführt werden können. Eine Beschreibung dieses ^3He -Systems ist in [22] enthalten. Auch dieser Probenstab ist mit einer Leuchtdiode und zwei Steckplätzen für 8-polige Probensockel ausgestattet. Mittels Adapter kann die Probe senkrecht oder parallel zum Magnetfeld eingebaut

⁷Proportional-Integral-Differential

werden.

Zur Aufnahme der Messdaten über einen Computer stehen vier digitale Lock-In Verstärker, dc-Strom- und Spannungsquellen, digitale Multimeter und für sehr kleine Ströme ein Keithley Picoameter zur Verfügung.

$^4\text{He}/^3\text{He}$ Mischkryostat

Messungen im Temperaturbereich von 1K bis ca. 20mK können an einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten der Firma Oxford durchgeführt werden, bei dem mit einer in den Kryostaten integrierten supraleitenden Spule Magnetfelder bis 19T erreicht werden können. Eine Regelung der Temperatur von 20mK bis ca. 1K ist möglich. Es stehen verschiedene Probenstäbe zur Verfügung, von denen einer das Drehen der Probe im Magnetfeld um eine Achse parallel zur Probenoberfläche im Magnetfeld ermöglicht. Als Messelektronik wurden oben beschriebene Geräte verwendet.

Bei Mischungen von ^3He und ^4He bildet sich unterhalb von 0.87K eine Misch- und eine konzentrierte Phase aus. Für $T \rightarrow 0\text{K}$ besteht die konzentrierte Phase aus 100% ^3He [41], die Mischphase enthält ca. 6.4% ^3He . Beim Übergang eines ^3He -Atoms von der konzentrierten in die Mischphase wird die Entropie gesenkt, was zur Erniedrigung der Temperatur führt. Ein Konzentrationsgefälle wird durch Abpumpen von ^3He aus der konzentrierten Phase erzeugt, was zum gewünschten Phasenübergang führt.

3.4 Magnetometrie

Die mittels Magnetotransport erhaltenen Ergebnisse der magnetischen GaMnAs Schichten wurden mittels SQUID- und MoKE Magnetometrie ergänzt. Diese Messungen wurden von Matthias Sperl⁸ durchgeführt. Um die erhaltenen Daten interpretieren zu können, werden an dieser Stelle die Messprinzipien von SQUID und MoKE vorgestellt.

SQUID Magnetometrie

Bei dieser Methode werden supraleitende Quanteninterferenzdetektoren (SQUIDs) verwendet, um magnetische Momente direkt zu messen. Es kann so zum einen die spontane Magnetisierung des Materials temperaturabhängig gemessen werden, wodurch die Curie Temperatur T_C bestimmt werden kann, bei der der Phasenübergang vom Paramagnetismus zum Ferromagnetismus stattfindet. Zum anderen ist es möglich, durch Anlegen eines veränderlichen magnetischen Feldes entlang verschiedener Kristallrichtungen Ummagnetisierungskurven zu messen und so Informationen über

⁸Lst. Back, Universität Regensburg

die Remanenz und Koerzitivfeldstärke entlang dieser unterschiedlichen Richtungen zu erhalten. Damit kann die Lage der magnetischen Anisotropieachsen im untersuchten Material bestimmt werden.

Ein SQUID besteht aus einem supraleitendem Ring oder Zylinder ($d < 1\text{mm}$) mit einem (rf-SQUID) oder zwei (dc-SQUID) Josephson-Kontakten. Diese nicht supraleitenden Kontakte ermöglichen ein Tunneln von Cooperpaaren bis zu einer maximalen kritischen Stromstärke ohne dass ein Spannungsabfall auftritt. Für die Funktion wesentlich ist die Abhängigkeit dieses maximalen Stroms vom magnetischen Fluss durch den Ring. Der Fluss durch den Ring beträgt immer ganzzahlige Vielfache des elementaren Flussquantums ($\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,067850663 \cdot 10^{-15} \text{Wb}$). Bei einem dc-SQUID kann die abfallende Gleichspannung direkt gemessen werden. Diese Spannung ändert sich periodisch mit dem sich ändernden Fluss, wobei die Periodizität gerade ein Flussquantum beträgt. Ein rf-SQUID wird mit einer Wechselspannung von mehreren 10MHz betrieben. Die zugehörige Fluss-Strom Kennlinie ist periodisch, wobei eine Periode wieder genau einem Flussquant entspricht.

Magneto-optischer Kerreffekt

Als magneto-optische Kerreffekt (MoKE) bezeichnet man die Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht bei Reflexion an magnetischen Oberflächen. Je nach geometrischer Anordnung der Magnetisierung \vec{M} der Probe, dem Einfallsvektor \vec{k} des Lichtes und der Flächennormalen \vec{n} der Probenoberfläche unterscheidet man zwischen polarem, longitudinalem und transversalem magnetooptischem Kerreffekt (pMoKE, lMoKE, tMoKE). Mit dieser Methode lassen sich über temperaturabhängige Messungen T_C -Werte bestimmen und durch Anlegen eines externen magnetischen Feldes Ummagnetisierungsprozesse im ferromagnetischen Material beobachten. Somit können Erkenntnisse bzgl. der magnetischen Anisotropien in den magnetischen Schichten gewonnen werden.

3.5 Strukturelle Methoden

Rasterkraftmikroskopie

Ein Rasterkraftmikroskop (AFM) bildet die Topographie einer Probenoberfläche ab. Es existieren viele unterschiedliche Betriebsmodi für unterschiedlichste Anwendungsbereiche. Für die Vermessung der in dieser Arbeit untersuchten Proben wurde das AFM ausschließlich im intermittierenden Modus⁹ betrieben. Bei diesem wird eine Blattfeder, der Cantilever, an dessen äußerem Ende sich an der Unterseite eine Spitze (Radius $< 10\text{nm}$) befindet, nahe der Resonanzfrequenz betrieben und

⁹intermittent contact mode, auch als tapping mode bekannt

rasterförmig über die Probe geführt. Beim Annähern der Spitze an die Probenoberfläche verschiebt sich die Resonanzfrequenz aufgrund der attraktiven und repulsiven Wechselwirkungen zwischen den Spitzen- und den Oberflächenatomen. Durch Nachregelung der Distanz zwischen Probe und Spitze wird die Frequenz oder Amplitude des Schwingung konstant gehalten, was jedem Messpunkt auf der Oberfläche einen Höhenwert zuordnet und somit die Topographie der Probe beschreibt. Die Bewegung des Cantilevers wird, wie in Abbildung 3.10 schematisch gezeigt, über die Reflexion eines Laserstrahles an der Blattfeder ausgelesen. Die erreichbare Auflösung ist

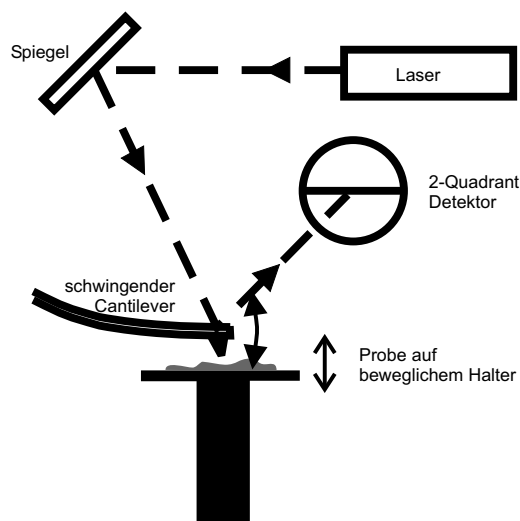


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau eines AFM. Die Schwingung des Cantilevers wird durch Reflexion eines Laserstrahles ausgelesen.

unter anderem abhängig vom Messmodus, Spitzengeometrie und Scanner. Für die untersuchten Oberflächen wurde mit einem DI Multimode IIIa AFM betrieben im Tapping Mode mit konventionellen Si-Spitzen eine Auflösung lateral von etwa 1nm und vertikal von ca. 5 Å erreicht, was zur Beurteilung der Oberflächenmorphologie mehr als ausreichend ist. Die Aufnahmen wurden von Ulrich Stöberl und Imke Gronwald¹⁰ durchgeführt.

Transmissionselektronenmikroskopie

Bei der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) werden die Welleneigenschaften hochenergetischer Elektronen (beschleunigt bis zu mehreren 100keV) für die Abbildung der Probenstruktur verwendet. Die Auflösung von hochaufgelösten TEM¹¹

¹⁰am AFM des Lst. Weiss, Uni Regensburg

¹¹HRTEM: high resolution TEM

Mikroskopen liegt im Å-Bereich und ermöglicht, die Kristallstruktur von GaAs-basierten Heterostrukturen sichtbar zu machen. Dazu werden dünne Querschnittspräparate (etwas 100nm dick) des Probenmaterials benötigt. Dies stellt insbesondere bei der Vorbereitung von GaMnAs Proben eine große Herausforderung dar, da bei einer strukturierungsbedingten Erwärmung des Materials über 180°C bereits eine Veränderung der Kristallstruktur beginnt und bei Temperaturen über der Wachstumstemperatur (abhängig von der Mn Konzentration ab ca. 250°C bis 300°C) setzt eine Zerstörung der Schichtstruktur ein. Neben Abbildungen von Querschnittspräparaten sind auch Abbildungen der Oberfläche, sog. Plan Views möglich, die einen Aufschluss über die Versetzungsdichte geben. Es sind weitere Analyse Verfahren wie die Energiedispersive Röntgenanalyse (EDX¹²) oder die Elektronen-Energieverlust-Spektroskopie¹³ möglich. Weiter können in magnetischen Materialien magnetische Domänenstrukturen oder sogar Magnetisierungsdynamiken mittels Lorentzmikroskopie abgebildet werden [42]. Die in der Arbeit vorgestellten TEM Aufnahmen wurden von Marcello Soda¹⁴ durchgeführt.

Röntgendiffraktometrie

Röntgenbeugung¹⁵ ist die Beugung von Röntgenstrahlung an geordneten Strukturen wie z.B. Kristallen. Zur hochauflösenden Strukturanalyse wird Licht mit einer Wellenlänge im Bereich der Gitterkonstanten benötigt. Für die Braggbedingung

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (3.2)$$

sind monochromatische Röntgenstrahlen der Wellenlänge λ nötig, die unter dem Winkel θ auf die Kristalloberfläche mit dem Netzebenenabstand d einfallen. Ist diese Bedingung für parallele Netzebenen erfüllt, so überlagern sich die an diesen Ebenen gebeugten Röntgenstrahlen konstruktiv. Aus der winkelabhängigen Messung der Beugungsreflexe wird die Struktur des reziproken Kristallgitters sichtbar. Für kubische Kristalle (z.B. GaAs, AlAs, InAs und deren ternären Verbindungen) mit der Gitterkonstanten a und den Millerschen Indizes hkl gilt

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}. \quad (3.3)$$

Durch Röntgenstrukturanalyse können sowohl die genaue Gitterkonstante, als auch Verspannungen ermittelt werden. Die in den folgenden Kapiteln verwendeten Messdaten sind in Zusammenarbeit mit Martin Utz¹⁶ und Siegfried Dorfner¹⁷ entstanden.

¹²engl. Energy-Dispersive X-ray Analysis (EDX)

¹³engl. Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS)

¹⁴Arbeitsgruppe Prof. J.Zweck, Universität Regensburg

¹⁵X-Ray Diffraction (XRD)

¹⁶Lst. Wegscheider, Uni Regensburg

¹⁷Lst. Back, Uni Regensburg

Kapitel 4

Wachstum und Charakterisierung von GaMnAs

Ein Hauptziel dieser Arbeit war es, zum einen durch systematische Untersuchung der Wachstumsbedingungen die Curie-Temperatur der GaMnAs Filme zu erhöhen und zum anderen das Wachstum von ferromagnetischen GaMnAs Schichten auf unpolaren (110)-orientierten Substraten zu etablieren. Eine weitere Aufgabe bestand in der Adaption der Wachstumsbedingungen für Heterostrukturen in Kombination mit GaMnAs-Schichten unter dem besonderen Augenmerk auf die Qualität der Grenzfläche, die unter anderem für vertikale Tunnelstrukturen, Spininjektionsexperimente und die Herstellung ultradünner leitfähiger Filme ein entscheidender Parameter ist. Nach einem Überblick über die durchgeführten Charakterisierungsmethoden, werden die Ergebnisse bezüglich der Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften der unterschiedlichen GaMnAs Filme diskutiert. Abschließend werden magnetische bipolare Heterostrukturen vorgestellt, die durch Überwachsen unpolarer Spaltkanten mit ferromagnetischen GaMnAs Schichten entstanden sind.

4.1 Wachstum von GaMnAs Schichten

Der ternäre verdünnt magnetische Verbindungshalbleiter GaMnAs kristallisiert wie sein Wirtsgitter GaAs in der Zinkblende Struktur. Diese besteht aus zwei kubisch flächenzentrierten (fcc¹) Gittern für Ga und As, die um 1/4 der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind. Mn eingebaut auf einem Ga-Platz Mn_{Ga} wirkt als einfacher Akzeptor mit einem magnetischem Moment von $\frac{5}{2}\mu_B$.

¹face centered cubic

4.1.1 LT-Wachstum von GaMnAs

Um ferromagnetische GaMnAs oder auch InMnAs Schichten zu erhalten muss eine hohe Dichte von mehr als 10^{19} cm^{-3} von magnetischen Mn-Verunreinigungen eingebaut werden. Eine Hürde ist die geringe Löslichkeit von Mn in diesen Verbindungen, die in der Größenordnung um 10^{18} cm^{-3} [43] liegt. Wird beim Wachstum trotzdem eine höhere, im Prozentbereich liegende Mn-Konzentration unter Gleichgewichtsbedingungen angeboten, existiert eine zweite, energetisch günstigere Phase und es entsteht metallisches ferromagnetisches Manganarsenid (MnAs) mit $T_C = 313\text{K}$, welches in der hexagonalen Nickelarsenid (NiAs)-Struktur kristallisiert [44]. Mittels

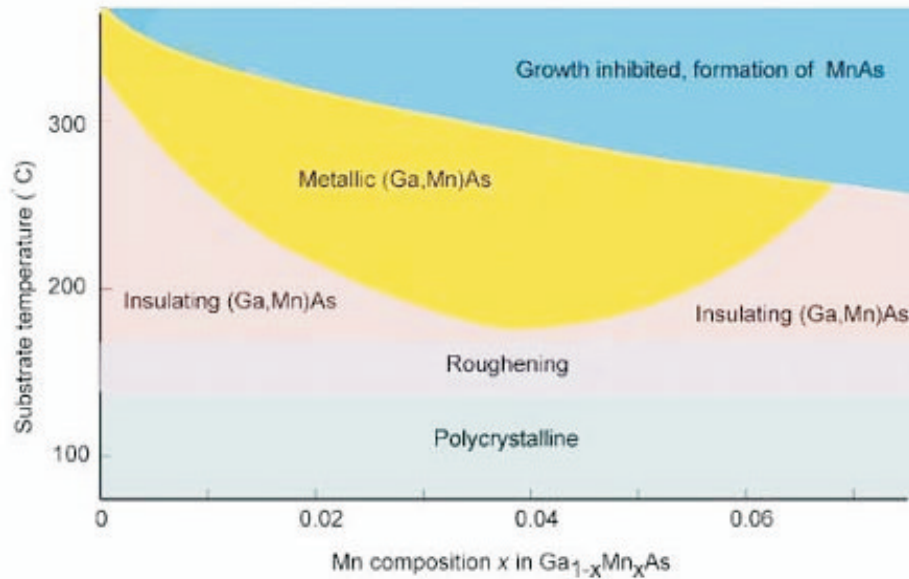


Abbildung 4.1: MBE Phasendiagramm für das Wachstum von GaMnAs Schichten [43].

MBE können dünne Schichten jedoch jenseits der Gleichgewichtsbedingungen hergestellt werden. So berichtete Munekata 1989 zuerst über die Herstellung von bei tiefen Temperaturen ferromagnetischen einkristallinen InMnAs Schichten [45] und Ohno 1996 von ferromagnetischen einkristallinen GaMnAs Schichten. Der für das Wachstum von GaMnAs notwendige Parameterraum ist in obigem Phasendiagramm (Abbildung 4.1) [43] dargestellt. Die Wachstumstemperatur ($180^\circ\text{C} < T_G < 300^\circ\text{C}$) muss demnach der gewünschten Mn-Konzentration x (1% bis 12 %) angepasst werden, um metallische GaMnAs Filme zu erhalten. Die Wachstumstemperatur bedingt ihrerseits wiederum die Wachstumsrate, sowie das V/III-Verhältnis, welches stark den Einbau von As-Defekten beeinflusst. Durch das LT-Wachstum werden bereits beim Wachstum von GaAs- und auch von GaMnAs-Schichten Punktdefekte vermehrt in das Gitter eingebaut.

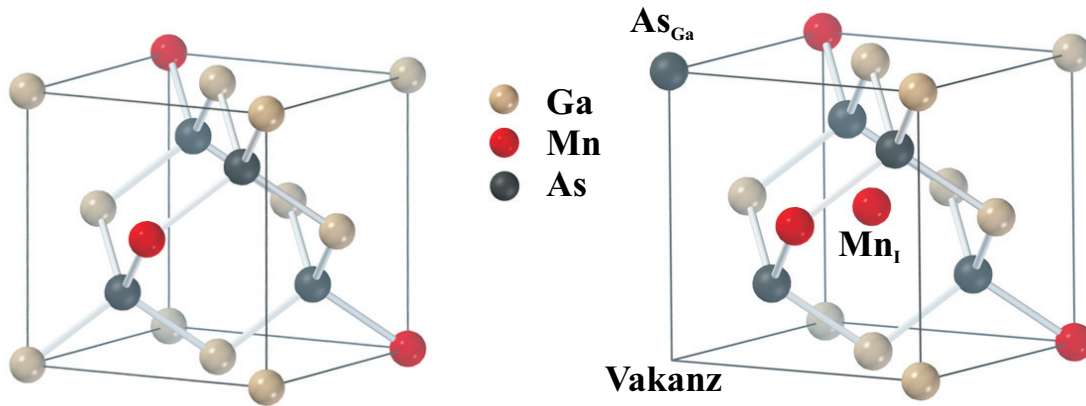


Abbildung 4.2: Gitterstruktur von GaMnAs. Im rechten Bild sind zusätzlich mögliche Punktdefekte wie Mn-Interstitials, As-Antisites und Vakanzen dargestellt, aus [46].

Die Wachstumsparameter und auch die unterschiedlichen Pufferschichten werden bei der Diskussion der Ergebnisse im Detail beschrieben. Die kristalline Qualität der Schichten wird bereits während des Wachstums mittels RHEED kontrolliert. Auf das Wachstum der ersten Monolage und die Beurteilung der kompletten Schicht wurde dabei besonders geachtet. Manche Proben wurden entweder für Ausheiz-Experimente oder zum Schutz der Oberfläche beim Transfer an Luft in weitere UHV Anlagen, z.B. in eine Metall-MBE Anlage oder Sputteranlage, mit einer amorphen As-Deckschicht (As-cap) geschützt. Dazu wurde die Substrattemperatur unter 130°C abgesenkt und das Substrat 1-2 Stunden einem hohen As-Fluss ausgesetzt, bis im RHEED-Bild die Reflexe des kristallinen Beugungsbildes völlig verschwunden waren.

Punktdefekte

Bindungsenergie, Einfluss auf die Bandstruktur, elektrisches und magnetisches Verhalten der Gitterdefekte wurden in den letzten Jahren von vielen Arbeitsgruppen sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Die häufigsten Defekte sind As-Antisites, Mn-Interstitials, MnAs-Cluster und Fehlstellen. Diese sollen im Folgenden detaillierter vorgestellt werden.

- Arsen auf einem Gallium-Platz As_{Ga} (As Antisite Defekt):
Dieser Defekt tritt meist als tiefer doppelter Donator auf. Durch die für GaMnAs typischen Wachstumstemperaturen um 250°C kann die Defektdichte 10^{20} cm^{-3} [47] und so eine Kompensation der Akzeptoren von Werten bis zu 10^{20} cm^{-3} [48] erreichen. Dieser Defekt kann durch nachträgliches Ausheizen bei Temperaturen über 450°C ausgeheilt werden. Diese Temperaturen würden jedoch bei

GaMnAs zur Bildung von MnAs Einschlüssen und zur Zerstörung der Kristallstruktur führen. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die As Antisite Defekte nachträglich zu reduzieren.

- Mangan auf einem Zwischengitterplatz Mn_I (Mn Interstitial Defekt):
Es sind im Zinkblende-Gitter verschiedene Interstitial Positionen [49] mit unterschiedlichen, relativ schwachen Bindungsenergien [50] möglich. Ein Großteil der Mn_I wirken als doppelte Donatoren und koppeln zusätzlich antiferromagnetisch an die Mn-Ionen auf Galliumplätzen (Mn_{Ga}). Somit wird die ferromagnetische Kopplung sowohl indirekt durch die Kompensation der Löcher als auch direkt durch die antiferromagnetische Kopplung reduziert. Die Mn_I können durch einen Annealing Prozess bei Temperaturen kleiner der Wachstumstemperatur ausgeheilt werden. Durch die Zufuhr thermischer Energie können sich die Mn_I im Gitter bewegen, an die Oberfläche diffundieren und dort passiviert werden. Dabei bildet sich entweder beim Ausheilen an Luft eine amorphe Manganoxid-Schicht oder beim Annealen im UHV unter einem amorphen As-cap eine MnAs-Schicht [51]. Sobald eine Monolage Manganoxid oder MnAs die Probenoberfläche bedeckt, ist eine Sättigung erreicht und eine weitere Passivierung nicht mehr möglich. Eine detaillierte Darstellung dieser Prozesse wird z.B. in [52] gegeben.
- Mangan-Mangan oder Mangan-Arsenid Komplexe:
Die Mn-Mn Cluster und hexagonalen MnAs Einschlüsse reduzieren die Ladungsträgerkonzentration und den effektiven Mn-Gehalt in GaMnAs. Dadurch wird die Austauschwechselwirkung und somit auch die Curietemperatur reduziert.
- Vakanzen
Das Fehlen eines Ga-Atoms im Gitter, so genannte Vakanzen V_{Ga} , ist mit einer Konzentration um 10^{18} cm^{-3} [53] ein eher unbedeutender Gitterdefekt beim Wachstum von GaMnAs.

As-Antisites und Mn-Interstitials reduzieren als doppelte Donatoren über den Zusammenhang $T_C \propto x_S p^{\frac{1}{3}}$ deutlich die ferromagnetische Wechselwirkung, wobei x_S die substitutionell eingebauten Mn-Atome und p die Löcherdichte bezeichnet. Ebenso lokalisieren die MnAs Einschlüsse freie Ladungsträger. Zusätzlich fehlen die Mn_I beim effektiven Mn-Gehalt x_S . Mn_I und Mn_{Ga} wechselwirken antiferromagnetisch und wirken so der ferromagnetischen Austauschwechselwirkung entgegen. Insgesamt ergibt sich für die Dichte der freien Ladungsträger p

$$p = x_S - 2Mn_I - 2As_{Ga} - nx_D, \quad (4.1)$$

wobei x_S die Anzahl der substitutionell eingebauten Mn Atome, x_I die der Mn-Interstitials, x_{Ga} die der As-Antisites und x_D die der n-fachen Donatoren ($n = 1, 2, \dots$) angibt [54]. Analog kann die Mn-Konzentration x beim Wachstum als

$$x = x_S + x_I + x_D \quad (4.2)$$

angegeben werden.

Gitterkonstante von LT-GaAs und GaMnAs

Die Gitterkonstante von LT-GaAs und GaMnAs ist aufgrund der eben vorgestellten Defekte größer als die von reinem GaAs (a_0). Die Gitterkonstante $a(x_S, x_I, y)$ von GaMnAs ergibt sich nach [55]:

$$a(x_S, x_I, y) = a_0 + 0.02x_S + 1.05x_I + 0.69y. \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet x_S die Anzahl der substitutionell eingebauten Mn Atome, x_I die der Mn-Interstitials und y die der As-Antisites. Nicht berücksichtigt werden hier die Beiträge von Mn-Mn und Mn-As Komplexen. Die Vergrößerung von $a(x_S, x_I, y)$ durch die Mn-Interstitials und As-Antisite überwiegen, was zur Bestimmung der Defektdichte von x_{Ga} in reinen LT-GaAs Proben und damit auch von x_I in GaMnAs Proben genutzt werden kann.

4.1.2 Bestimmung des Mn-Gehalts

Da die Kristalloberfläche durch das Wachstum bei tiefen Temperaturen sehr rau ist und auch das Glätten der Oberfläche zwischen den einzelnen GaMnAs Schichten mit einem AlAs/GaAs Übergitter, welches bei höherer Temperatur gewachsen wird, nicht möglich ist, kann die Rateneichung nicht wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben mittels RHEED-Eichung an jedem Wachstumstag erfolgen. Die Mn-RHEED-Probe besteht, wie die Standard-RHEED-Probe, aus einem $1/4$ (001)GaAs Substrat und einem dazu um 90° gedrehten ca. 5×5 mm großen Probenstück, welches in der Mitte des Probenhalters angeordnet ist (s. Abbildung 4.3). Erschwert wird eine genaue Rateneichung mit der RHEED-Methode durch die geringen Mn-Konzentrationen von nur wenigen Prozent, da daraus nur sehr geringe Unterschiede in den Oszillationsperioden von reinem GaAs, bzw. GaMnAs resultieren. Eine Eichung ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Eine weitere Möglichkeit wäre die Bestimmung der Element-Zusammensetzung durch die Erstellung von SIMS² Profilen. Auch die Bestimmung aus dem Druckverhältnis der Ga- und Mn-Partialdrücke (BEP)³. Eine zusätzliche

²Sekundär-Ionen Massen Spektroskopie

³beam equivalent pressure; Gemessen mit einer Ionisation-Druckmessröhre. Es wird dabei angenommen, dass der Haftkoeffizient beider Elemente 1 beträgt. Das Elementverhältnis muss, wie in 4.2 angegeben erst aus dem Druckverhältnis berechnet werden.



Abbildung 4.3: Rheed-Probe auf dem Manipulator.

Möglichkeit stellt die Bestimmung der gegenüber LT-GaAs geänderten Gitterkonstante mittels Röntgendiffraktometrie dar. Der Beitrag zur gegenüber defektfreiem GaAs vergrößerten Gitterkonstanten durch die As-Antisite Defekte kann durch Messungen an identisch gewachsenen LT-GaAs Schichten bestimmt werden. Dann überwiegt beim GaMnAs Kristall jedoch immer noch mit einem Skalierungsfaktor von 1.05 der Beitrag der Mn-Interstitial Defekte zur Gitterkonstante gegenüber des substitutionell eingebauten Mn mit einem Skalierungsfaktor von 0.02. Aus diesen Gründen ist diese Verfahren zur Bestimmung des Mn-Gehaltes sehr schwierig. Es wurde von Zhao *et al.* [56] gezeigt, dass diese unterschiedlichen erwähnten Methoden unterschiedliche Werte liefern, die Unterschiede mit steigender Mn-Konzentration jedoch geringer werden.

Die Eichung erfolgte bei den hier vorgestellten Proben durch die Auswertung der Periode der Intensitätsoszillation des Spiegelreflexes im RHEED-Beugungsbildes (s. Abbildung 4.4). Dazu wurde für jede Mn-Rate eine eigene RHEED-Probe verwendet, da wiederholtes Glätten der Oberfläche, wie bereits beschrieben, nicht möglich ist. Nach der im Anhang beschriebenen Vorbereitung der Probe zum Wachstum und der Entfernung der Oxid-Schicht, wird zunächst zur Glättung der Probenoberfläche bei hoher Wachstumstemperatur ein mehrere 100nm dickes AlAs/GaAs Übergitter

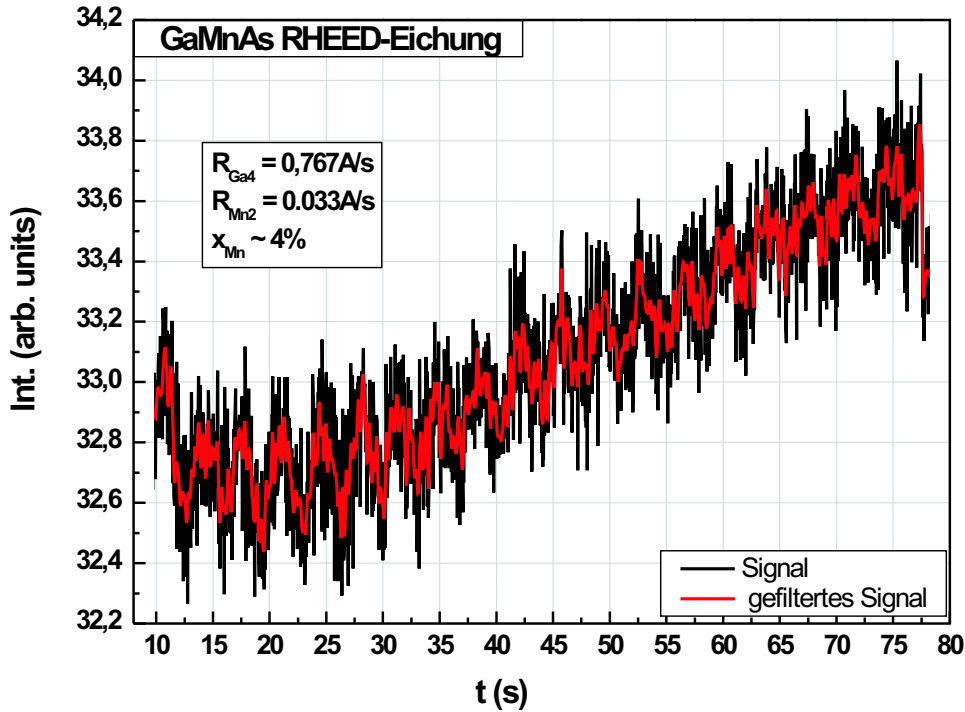


Abbildung 4.4: Intensitätsoszillationen des Spiegelreflexes während des GaMnAs Wachstum bei einer Wachstumstemperatur um 280°C. Das Messsignal wurde nachträglich mittels Software gefiltert.

gewachsen. Die GaAs-Oberfläche wird anschließend auf ca. 260°C abgekühlt und der As-Fluss reduziert. GaMnAs-RHEED Oszillationen können sowohl direkt auf der GaAs-Oberfläche, als auch nach Deposition von 1-2 Monolagen AlGaAs beobachtet werden.

Die in [36] beschriebene Eichung durch Beobachtung der RHEED- Intensitätsoszillationen beim Wachstum von reinem MnAs stellte sich als noch aufwendiger heraus, da dazu zuerst auf eine (001)GaAs RHEED Probe eine dicke MnAs-Schicht aufgewachsen werden muss, bevor eine Eichung erfolgen kann. Es konnten dabei maximal 3-4 Oszillationen gemessen werden, die zur Berechnung der Rate über die Gitterkonstante einer hypothetischen MnAs-Zinkblendestruktur verwendet werden konnten. Diese Methode lieferte bei hohem zeitlichen Aufwand keine genaueren Resultate, so dass sie nicht weiter verwendet worden ist. Es ist zu berücksichtigen, dass alle Methoden sehr schwierig sind und mit Ausnahme der Bestimmung mittels Röntgendiffraktometrie immer nur die gesamte in das Gitter eingebaute Mn Konzentration angegeben werden kann. Aufgrund der Kompensationseffekte und der antiferromagnetischen Wechselwirkung der Mn-Interstitials variieren die magnetischen und elektrischen Eigenschaften der GaMnAs Schichten, die bei nominell identischen Mn Konzentra-

tionen gewachsen wurden, sehr stark. Die Angabe der Mn-Konzentration bei den einzelnen Schichten ist daher nur als Richtwert zu sehen.

4.2 GaMnAs auf unterschiedlichem Substratmaterial

Für die Herstellung der GaMnAs Schichten wurden unterschiedliche GaAs Substrate verwendet. Im Folgenden wird die Verwendung der unterschiedlichen Wachstumsorientierungen motiviert und deren Besonderheiten erläutert.

semi-isolierende (SI) (001), (311)A, (311)B und (110) GaAs Substrate

SI-(001)GaAs ist das am häufigsten verwendete Substratmaterial beim GaAs-MBE Wachstum. Dieses ist auf der polaren, As-terminierten Oberfläche sehr universell und der Parameterraum beim Wachstum ist vergleichsweise groß. In diese Kristallrichtung wurden bisher auch die höchsten Werte für T_C ($T_C = 173\text{K}$ [57]) erreicht. Bei den (311)-Richtungen wird bezüglich ihrer Polarität zwischen A- und B- Oberfläche unterschieden. Die (311)A-Oberfläche ist As-terminiert und die (311)B-Oberfläche Ga-terminiert. An GaMnAs-Schichten in (311)-Orientierung besteht wegen ihrer besonderen Anisotropieeigenschaften großes Forschungsinteresse [16], [36], [58], [59], [60]. Zusätzlich besteht bei der (311)A-Richtung, wie auch bei der (110)-Richtung die Möglichkeit der p-Dotierung mit Silizium [61], [62]. Ferner wurde bei (311)B-orientierten GaMnAs Schichten im Vergleich zu den anderen Substratorientierungen von einer höheren Mn Einbaueffizienz berichtet, was zu einer Erhöhung von T_C führen kann [60].

Die (110)-Richtung ist eine unpolare Richtung und unterscheidet sich bei den Einbaumechanismen und somit auch bei den Wachstumsbedingungen deutlich von den polaren Richtungen. Besonders interessant ist diese Richtung wegen der Möglichkeit des Überwachsens der atomar glatten (110) Spaltflächen. Dies ermöglicht die Herstellung komplexer und/oder niederdimensionaler (2D, 1D, 0D) Heterostrukturen durch das Überwachsen der Spaltkante (pre-cleave oder CEO-Technik) in einem zweiten oder sogar dritten Wachstumsschritt [63]. Aufgrund der extrem langen Spinrelaxations-Zeit von $\tau_{s,(110)} \sim 2.1\text{ns}$ in (110) GaAs QWs im Vergleich zu $\tau_{s,(001)} \sim 70\text{ps}$ bei ähnlich hergestellten (001) GaAs QWs [64], [65] scheint diese Richtung insbesondere für Spininjektions oder Spin-Manipulations Experimente vielversprechend.

n- und p-dotierte (001)GaAs-Substrate

Ein erfolgreiches Wachstum ferromagnetischer GaMnAs Filme auf n- und p-dotierten Substraten ist zum einen Voraussetzung für unterschiedliche Heterostrukturen und Anwendungen, und zum anderen beim Verständnis des substitutionellen Mn-Einbaus, da die Fermienergie durch n- oder p- Dotierung vor dem Wachstum in Richtung des Leitungs- oder Valenzbandes verschoben werden kann. Dadurch wird es möglich, gezielt der Frage nachzugehen, ob der substitutionelle Mn-Einbau durch die Lage der Fermienergie limitiert ist.

Als mögliche Heterostrukturen sind bipolare Bauelemente zu nennen, bei denen eine p-Schicht durch GaMnAs ersetzt wird und ferner Strukturen, bei denen die n- oder p- Schichten als nicht-magnetische leitfähige Kontaktschichten dienen. Dies sind z.B. TMR oder TAMR Strukturen, aber auch laterale Spininjektionsstrukturen und Schichten zum Überwachsen mit Metallen.

Als Substratmaterialien werden entweder kommerzielle mit Si n-dotierte (001) GaAs Substrate oder selbst hergestellte mit Si n- oder mit C p-dotierte Substrate verwendet, bei denen sowohl die Dotierkonzentration als auch die Schichtdicke frei wählbar ist.

4.3 Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften

Im Folgenden sind die Resultate, die bei der Optimierung der Wachstumsparameter wie Wachstumstemperatur, As_4/Ga Flussverhältnis, Pufferschicht und durch nachträgliches Ausheilen der Mn_I -Defekte unter Berücksichtigung der Wachstumsrichtung bzw. der Schichtdicke erzielt worden sind, zusammengestellt. Es werden die beiden in Kapitel 4.1.1. vorgestellten Annealingmethoden für die verschiedenen Wachstumsrichtungen gegenübergestellt und die jeweils erfolgreichsten Annealingparameter angegeben. Ziel aller Maßnahmen ist es, die Ladungsträgerkonzentration p und die ferromagnetische Austauschwechselwirkung und somit T_C zu erhöhen.

Die Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur, die von der Ladungsträgerkonzentration abhängt, ist eine erste schnelle Möglichkeit zur Beurteilung der hergestellten GaMnAs-Schichten. Zur weiteren Charakterisierung wurde zuerst der Schichtwiderstand in Abhängigkeit der Temperatur gemessen und wie in Kapitel 2.1.4 bei der Beschreibung des NMR dargestellt, die Curie-Temperatur T_C bestimmt. T_C wird durch ein Maximum im temperaturabhängigen Widerstand gekennzeichnet, welches durch die Abnahme des Widerstands aufgrund zunehmender Spinordnung in der ferromagnetischen Phase entsteht. Ein Vergleich mit den Werten, die durch Messung der spontanen Magnetisierung mittels SQUID und MoKE ermittelt worden sind, liefert mit einer Abweichung von wenigen Kelvin (1–4K) eine hinreichend gute Über-

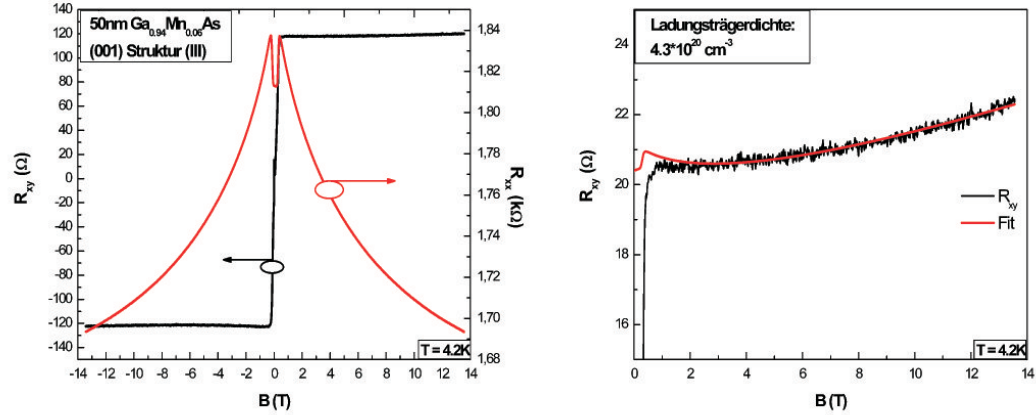


Abbildung 4.5: Messung von Hall- und Längswiderstand mit einem zur 30nm dicken GaMnAs Schicht senkrecht orientiertem Magnetfeld zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte bei 4.2K (links). Im rechten Bild wurde zur Bestimmung der Hallkonstanten der AHE mit dem Längswiderstand angefitet.

einstimmung. Für manche Proben, insbesondere mit sehr hohen T_C -Werten, wurden diese Werte durch temperaturabhängige Messungen des Anomalen Halleffekts bestätigt. Ferner wurde die Ladungsträgerdichte aus Messungen der Hallspannung ermittelt. Bei Raumtemperatur konnte diese direkt aus der Steigung der Hallgeraden im Magnetfeldbereich von $|0.7\text{T}|$ berechnet werden. Bei 4.2K wurde gleichzeitig Längs- und Hallwiderstand bei hohen Magnetfeldern von bis zu $\pm 14\text{T}$ gemessen und wie in Abbildung 4.5 dargestellt der Anteil des AHE mit Hilfe von Gleichung 2.9 subtrahiert. Anschließend wurde aus der Steigung der Hallgeraden die Löcherdichte ermittelt.

4.3.1 Wachstumstemperatur, Mn-Konzentration und Kristallqualität

Zur Reduzierung der Punktdefektdichte wurde bei gegebener Mn-Konzentration die maximal mögliche Wachstumstemperatur gewählt. Dies stellt jedoch eine Gratwanderung dar, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Es sind drei hochaufgelöste TEM Aufnahmen an GaMnAs Querschnittsflächen gezeigt. Es wurden jeweils 40nm GaMnAs exemplarisch auf (110) GaAs Substraten auf einer LT-GaAs Pufferschicht mit gleichem As_4/Ga Verhältnis von ca. 3, gleichen Wachstumsraten und der gleichen Wachstumstemperatur auf dem gleichen Halter gewachsen. Einziger Unterschied war die Temperatur der Mn-Quelle, die bei einer Probe 880°C (linkes Bild), was einem Mn-Gehalt $x_{\text{Mn}} \approx 6\%$ entspricht und bei der anderen Probe (mittleres

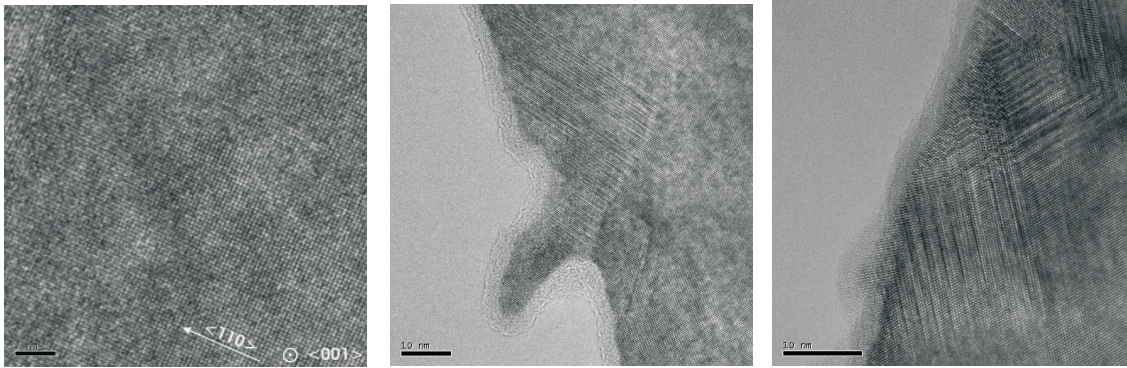


Abbildung 4.6: Hochaufgelöste TEM Bilder von bei gleichen Wachstumstemperaturen hergestellten GaMnAs Schichten. Der Mn-Gehalt wurde von der links dargestellten Schicht zu der zweiten Schicht (mitte und rechts) um $< 0.2\%$ erhöht. Diese Probe zeigt deutliche Versetzungen und dreidimensionale Strukturen, die sich an hexagonalen Einschlüssen auszubilden scheinen. Man erkennt daran, dass es kritisch ist, die dem jeweiligen Mn-Gehalt angepasste optimale Wachstumstemperatur zu finden.

und rechtes Bild) um 3°C höher war, was einer Erhöhung der Mn-Konzentration $< 0.2\%$ entspricht. Während die in Abbildung 4.6 links gezeigten Probe eine gute Kristallqualität ohne Gitterfehler zeigt, ist bei der anderen Struktur nach ca. 20nm Schichtdicke hexagonale Bereiche und zusätzlich Strukturen auf der Oberfläche, die bis zu 20 nm hoch sind, zu sehen. Dass diese Versetzungen erst nach 20nm GaMnAs auftreten, lässt sich damit erklären, dass sich die Mn-Konzentration an der Oberfläche erhöht, da bereits während des Wachstums Mn-Interstitials in Wachstumsrichtung diffundieren. Diese Defekte waren in RHEED-Beugungsbild unmittelbar nach

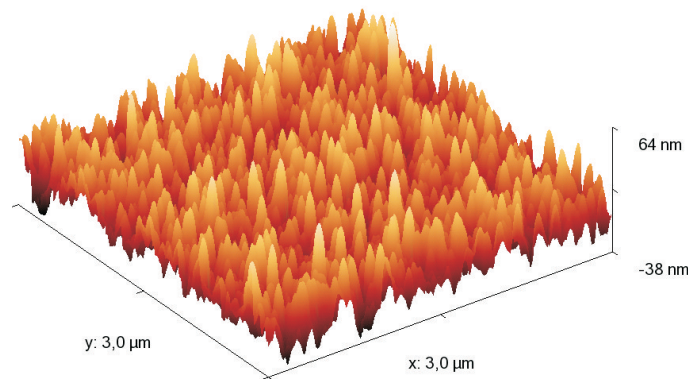


Abbildung 4.7: AFM-Aufnahme einer nominell 200nm dicken GaMnAs Schicht auf (001) GaAs, bei der die Wachstumstemperatur im Vergleich zur optimalen um ca. 5°C zu hoch war. Es sind dreidimensionale Strukturen mit einer Höhe bis zu 100nm und einem Durchmesser von ca 20nm bis 50nm vorhanden.

dem Wachstum nicht zu sehen. Die Oberfläche schien insgesamt etwas rauer, jedoch waren keine Reflexe sichtbar, die dreidimensionalen oder hexagonalen Strukturen zugeordnet werden können.

Deutliche dreidimensionale, polykristalline Strukturen im RHEED Beugungsbild waren dagegen bei einer 200nm dicken (001) GaMnAs Schicht zu sehen, bei der die Wachstumstemperatur zu Beginn des Wachstums im Vergleich zur optimalen Wachstumstemperatur ungefähr 5°C zu hoch war. Abbildung 4.7 zeigt eine AFM Aufnahme

Struktur	HT Puffer	LT Puffer	As ₄ -Druck (10 ⁻⁶ Torr)	Ga-Rate (Å/s)	$\frac{As_4}{Ga}$
(I)	300nm GaAs	20nm GaAs	2.1	0.67	3
(II)	300nm GaAs	20nm GaAs	9.4	0.68	10
(II)a	300nm GaAs	20nm GaAs	21	0.68	41.5
(III)	300nm GaAs	-	2.1	0.61	3
(IV)	300nm GaAs	20nm GaAs	2.1	0.64	3
(V)	-	2-5nm Al _{0.8} Ga _{0.2} As	2.5	0.61	3
(VI)	-	-	2.5	0.61	3

Tabelle 4.1: Übersicht über die Schichtfolgen, Wachstumsparameter und As₄/Ga Verhältnis. Struktur (II) wurde für (001), (311)A und (311)B GaAs Substrate verwendet und (IIa) für (110) Substrate. Bei Struktur (IV) wurde nach dem Wachstum eine amorphe As-Schicht aufgebracht und anschließend in der Wachstumskammer bei ca. 210°C für 3h annealed.

me dieser Struktur. Die punkt- und säulenförmigen Strukturen haben einen durchschnittlichen Durchmesser von 20nm bis 50nm und eine Höhe von bis zu 145nm. Diese Schicht ist aber dennoch elektrisch charakterisierbar und aus dem temperaturabhängigen Widerstandsverlauf lässt sich eine Curie-Temperatur von über 110K ermitteln.

Die höchsten T_C -Werte wurden mit einer Mn-Konzentration um $x_{Mn} \approx 6\%$ erhalten. Liegt die Mn-Konzentration darunter ($x_{Mn} < 4\%$), so ist die Mn-Dotierung zu gering und die Werte für T_C sinken. Da aus der Literatur bekannt ist, dass für $x_{Mn} > 8\%$ die Curie-Temperatur T_C aufgrund der erhöhten Anzahl kompensierender Punktdefekte deutlich absinkt [66], wurden alle weiteren systematischen Untersuchungen, wenn nicht explizit angegeben, an Ga_{0.94}Mn_{0.06}As Schichten durchgeführt. In Tabelle 4.1 sind die für die nachfolgenden Untersuchungen verwendeten Schichtfolgen zusammengefasst. Struktur (V) und (VI) wurden ohne HT-Pufferschicht gewachsen, so dass alle vier verwendeten unterschiedlich orientierten GaAs Substrate zugleich auf einem Halter überwachsen werden konnten. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich unterschiedlicher Wachstumsrichtungen bei der Herstellung der GaMnAs Schichten.

4.3.2 Einfluss des As₄/Ga Verhältnisses

Das Flussverhältnis zwischen As und Ga kann aus dem Verhältnis der Drücke der Teilchenstrahlen (BEP) berechnet werden. Die Drücke werden aus der Differenz des

	$\frac{As_4}{Ga}$	$R_{\square}(RT)$ (k Ω /cm ²)	$R_{\square}(4.2K)$ (k Ω /cm ²)	T_C (K)	$p(RT)$ (10 ²⁰ cm ⁻³)	$p(4.2K)$ (10 ²⁰ cm ⁻³)
(001)	3	0.64	0.87	85	0.92	4.16
(001)	10	1.98	3.6	65	0.49	2.65
(311)A	3	1.29	1.37	75	0.68	3.1
(311)A	10	28.7	hochohmig	-	0.05	-
(110)	10	1.84	2.9	55	0.49	1.6
(110)	41.5	200	hochohmig	-	-	-

Tabelle 4.2: Vergleich von 40nm Ga_{0.94}Mn_{0.06}As mit Struktur (I) und (II) mit einem As/Ga Verhältnis von 3 und 10 (41.5 für (110)-Orientierung), bzgl. Schichtwiderstand, T_C und Ladungsträgerdichte bei Raumtemperatur ($p(RT)$) und 4.2K ($p(4.2K)$) für die (001), (311)A und (110) Wachstumsrichtung.

Hintergrunddruckes in der Wachstumskammer und dem Druck des auf die Ionisationsmessröhre gerichteten Teilchenstrahles ermittelt. Das Flussverhältnis kann dann folgendermaßen berechnet werden[67]:

$$\frac{J_x}{J_y} = \frac{P_x}{P_y} \cdot \frac{\eta_y}{\eta_x} \sqrt{\frac{T_x M_y}{T_y M_x}} \quad (4.4)$$

Dabei ist J der Fluss, P der gemessene, dem Teilchenstrahl entsprechende Druck, T die absolute Temperatur in Kelvin und M die Molmasse des jeweiligen Elements. Der Koeffizient η_i ist die Ionisations-Effizienz der Messröhre relativ zu Stickstoff

$$\frac{\eta}{\eta_{N_2}} = \left[\frac{(0.4Z)}{14} + 0.6 \right], \quad (4.5)$$

wobei Z die Ordnungszahl des Elementes bezeichnet. Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich ist konnte durch eine Reduzierung des As₄/Ga- Verhältnisses T_C bei allen Wachstumsrichtungen deutlich erhöht, bzw. erst metallisches und ferromagnetisches Verhalten bei tiefen Temperaturen erreicht werden. Es wurde die Schichtstruktur (I) mit der Struktur (II) für die Orientierungen (001), (311)A und (110) verglichen. Dabei wurden 40nm GaMnAs mit ca 6% Mn auf die jeweilige Pufferschicht gewachsen. Es fällt auf, dass die (001)-Richtung weniger sensibel auf einen hohen As₄-Überschuss

reagiert und auch bei einem As_4/Ga Verhältnis von 10 noch ein T_C -Wert von 65K erreicht werden kann. Dagegen zeigt sowohl die (311)A, als auch die (110) Richtung bei tiefen Temperaturen isolierendes Verhalten ohne messbaren ferromagnetischen Übergang.

Um diese Effekte eindeutig auf die As-Antisite Defekte zurückführen zu können, wurden unter gleichen Bedingungen (Wachstumstemperatur, As/Ga Verhältnis, Ga-Rate) auf unterschiedlich orientierte Substrate 1 μm dicke LT-GaAs Schichten zur Bestimmung der LT-GaAs Gitterkonstanten mittels Röntgendiffraktometrie gewachsen. Erste qualitative Untersuchungen zeigen eine deutlich größere Gitterkonstante für die Proben mit einem As_4/Ga Flussverhältnis von 10 gegenüber denen mit einem Verhältnis von 3 [68]. Dies ist in Übereinstimmung zur theoretisch untersuchten Abhängigkeit der LT-GaAs Gitterkonstante von der Defektdichte (siehe Gleichung 4.3). Die Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften dieser Proben lassen sich somit auf die Reduzierung der As-Antisite Defekte aufgrund des reduzierten As_4 -Flusses zurückführen.

4.3.3 Variation der Schichtdicke

Zur Untersuchung der Parameter wie Curie-Temperatur und Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Schichtdicke, wurde zunächst Struktur (I) gewählt. Zum einen wurden mit dem bei dieser Struktur verbesserten As/Ga Verhältnis gute

Schichtdicke (nm)	T_C (K)	$p(4.2K)$ (10^{20}cm^{-3})	$p(RT)$ (10^{20}cm^{-3})
20	-	-	-
50	100	4.1	0.9
100	73	3.1	0.7
200	68	3.1	0.7

Tabelle 4.3: T_C und Ladungsträgerdichte bei 4.2K und Raumtemperatur für unterschiedliche $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ Schichtdicken gewachsen auf (001) GaAs mit Struktur (I).

Ergebnisse erzielt und zum anderen ist bekannt, dass die LT-GaAs Pufferschicht zur Gitteranpassung und Temperaturstabilisierung dient [36]. Der höchste Wert wurde mit 100K bei einer Schichtdicke von 50nm gewachsen auf (001)-orientiertem GaAs erzielt. Bei dickeren Schichten ist T_C etwas niedriger und die Ladungsträgerdichte ist reduziert (s. Tabelle 4.3). Zwischen Schichtdicken von 100nm und 200nm können keine Unterschiede festgestellt werden. Zusätzlich können ab Schichtdicken von $d \geq 100\text{nm}$ keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen Wachstumsrichtungen bzgl. den erreichten Werten für T_C festgestellt werden. Bei den 50nm dicken Schichten beträgt der Unterschied der T_C Werte zwischen (001) und (311)A orientierten Substraten über 20K, bei 100nm und 200nm weniger als 5K. Jedoch konnte mit Struktur (I) bei Schichtdicken $d < 50\text{nm}$ kein Material hergestellt werden, welches bei tiefen Temperaturen leitfähiges und ferromagnetisches Verhalten zeigt.

Für Schichtdicken $d \leq 30\text{nm}$ spielt die Pufferschicht eine entscheidende Rolle für die Eigenschaften der GaMnAs-Schicht. Für alle vier untersuchten Substratorientierungen ist das Wachstum von dünnen, bei tiefen Temperaturen gut leitfähigen und ferromagnetischen GaMnAs Schichten auf einem HT-GaAs Puffer (Struktur (III)), ohne Puffer (Struktur (VI)) und mit einem dünnen 2-5nm dicken LT- $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ Puffer (Struktur (V)) möglich. Struktur (V) und (VI) sind insbesondere interessant, da das Wachstum ohne Puffer die Kombination von dünnen GaMnAs Schichten hoher Qualität mit fast beliebigen Heterostrukturen ermöglicht. Mit Struktur (VI) ist auch das Wachstum ultradünn, bei tiefen Temperaturen leitfähiger und ferromagnetischer GaMnAs Schichten ($d \leq 10\text{nm}$) mit relativ hoher Curie-Temperatur möglich ($T_C \approx 75\text{K}$ für 10nm GaMnAs auf (001)-Substrat).

Eine Ursache dafür, dass sehr dünne GaMnAs Schichten auf einem LT-GaAs Puffer bei tiefer Temperatur nicht leitfähig sind, könnte sein, dass sich an der Grenzfläche das Profil eines p-n Übergangs ausbildet [69]. Dieser kann entstehen, da die als doppelte Donatoren wirkenden As_{Ga} im LT-GaAs eine Defektdichte bis zu 0.5% erreichen können [70]. Zusätzlich wirkt eine HT-GaAs Schicht als nicht sehr ausgeprägte und die LT-AlGaAs Schicht als sehr gute Diffusionsbarriere für Mn_I , was im nächsten Abschnitt näher erläutert wird. Die in die Pufferschicht diffundierten Mn_I werden wie die As_{Ga} als doppelte Donatoren eingebaut, was das Profil eines möglichen p-n Übergangs verstärken kann.

Analog zu den Ergebnissen der unterschiedlichen Wachstumsrichtungen konnte auch bei einem Vergleich der unterschiedlichen Pufferschichten bzgl. Schichtdicke kein signifikanter Unterschied bei den magnetischen und elektrischen Eigenschaften für $d \geq 50\text{nm}$ festgestellt werden.

4.3.4 Ausheilen von Mn-Interstitial Defekten

Wie bereits erörtert, können die schwach gebundenen Mn_I Defekte nach dem Wachstum bei Temperaturen unterhalb der Wachstumstemperatur ausgeheilt werden. Durch die thermische Energie können sich die Mn_I im Gitter frei bewegen und so an die Probenoberfläche diffundieren [52]. Entscheidend für eine Verbesserung der magnetischen und elektrischen Eigenschaften ist, dass die Mn_I dort passiviert werden. Dies kann entweder durch Oxidation an Luft oder in N_2 Atmosphäre erfolgen oder durch Bildung von MnAs beim Annealen unter einem amorphen As-cap [51]. Letzteres ist sowohl an Luft, als auch unter Vakuum (z.B. noch in der MBE) möglich. Ein erfolgreiches Ausheilen der GaMnAs Schichten im Vakuum ohne As-cap oder unter einer GaAs-Abdeckung [71] ist nicht möglich. Beides konnte in dieser Arbeit bestätigt werden. Eine detaillierte Darstellung der Untersuchungen zum Ausheilen von GaMnAs Schichten ist in [72] zu finden. Eine LT-AlGaAs Schicht mit hohem Al-Gehalt (ca. 80%) eingebaut in eine Heterostruktur wirkt ab einer Schichtdicke von ca. 2.8nm sehr effektiv als Diffusionsbarriere für die Mn_I . Diese Diffusionsbarriere wirkt umso besser, je höher der Al-Gehalt in der AlGaAs Barriere ist. Ferner wirkt eine bei tiefer Temperatur gewachsene Barriere viel effektiver als eine unter Standardbedingungen gewachsene. Dies zeigte sich bei einer Probenserie mit je zwei GaAs Quantum Wells (QW), von denen sich einer, von einer Diffusionsbarriere getrennt, unmittelbar neben einer 50nm dicken GaMnAs Schicht befindet. Aus zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen (durchgeführt von Robert Schulz⁴) kann über den Einfluss von Mn-Ionen, die in den QW diffundiert sind, auf das Verhalten und die Qualität der Diffusionsbarriere zurückgeschlossen werden [73].

⁴AG Prof. Schüller, Universität Regensburg

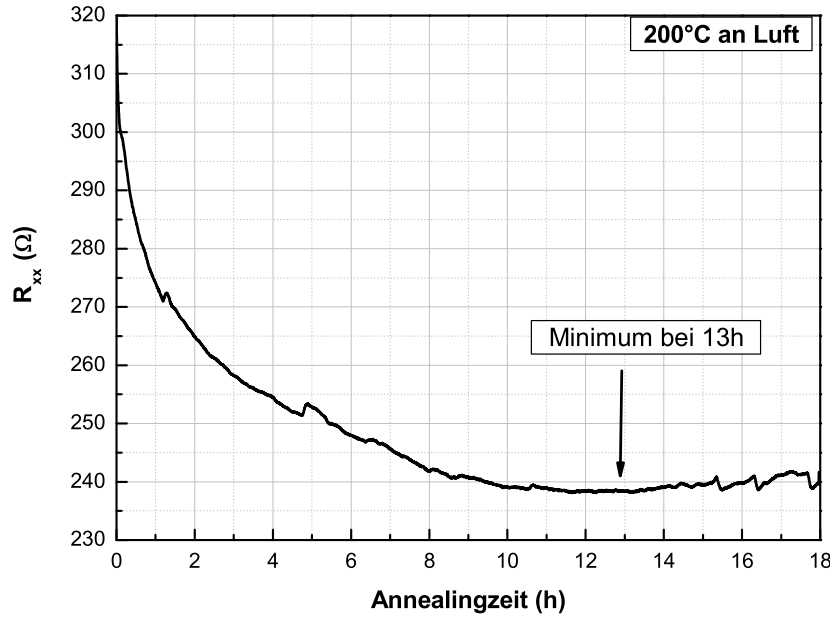


Abbildung 4.8: Zeitlicher Verlauf des Schichtwiderstandes (Vierpunktmessung) während des Annealing Prozesses bei 200°C an Luft.

Da nur eine begrenzte Anzahl an Defekten an der Oberfläche passiviert werden kann, maximal bis sich eine Monolage Manganoxid oder Manganarsenid gebildet hat, ist je nach Defektdichte ein annähernd vollständiges Ausheilen der Mn-Interstitials nur bis zu einer bestimmten Schichtdicke möglich. Dies konnte für eine Serie von (001) und (311)A orientierten Schichten, die alle unter vergleichbaren Wachstumsbedingungen mit $x_{Mn} \approx 6\%$ hergestellt wurden, bestätigt werden. Die Proben wurden alle in einem Aufbau, der das gleichzeitige Ausheilen von bis zu vier Proben bei unterschiedlichen Temperaturen, in Vakuum oder in Gasatmosphäre unter Beobachtung des Schichtwiderstandes ermöglicht, durchgeführt. Da der Schichtwiderstand bei Zimmertemperatur (und darüber) mit T_C korreliert ist [66], ist das Aufzeichnen des Schichtwiderstandes ein probates Mittel, die optimale Ausheilzeit für jede Probe bei einer bestimmten Temperatur zu ermitteln. Diese Zeit ist, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, durch ein Minimum im Schichtwiderstand gekennzeichnet. Im Folgenden wurde das Ausheilen so weit nicht explizit erwähnt an Luft durchgeführt, so dass die Passivierung der Mn_I an der Oberfläche durch die Bildung einer Manganoxid Schicht erfolgt.

Bei Annealing-Temperaturen unter 180°C waren die erzielten Verbesserungen deut-

lich geringer, was damit begründet werden kann, dass die Aktivierungsenergie, um die Bindung im Kristall zu lösen, nicht mehr für alle möglichen Interstitial-Positionen ausreicht [50]. Bei Temperaturen über 230°C werden die Resultate auch schlechter, was mit einer Diffusion der Mn_{Ga} erklärt werden kann. Noch höhere Temperaturen führen zur Bildung von $\text{Mn}_{\text{Ga}}\text{-Mn}_\text{I}\text{-Mn}_{\text{Ga}}$ Komplexen und bei weiterer Erhöhung der Temperatur zu MnAs Clustern [20]. Nach diesen Untersuchungen wurde das Annealen an Luft stets bei 200°C durchgeführt.

In Tabelle 4.4 werden die optimalen Annealingzeiten bei einer Annealingtemperatur

Orientierung	d (nm)	t (h)	$T_c(\text{a-g})$ (K)	$T_c(\text{ann})$ (K)	$p_{4.2K}(\text{a-g})$ ($10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$)	$p_{4.2K}(\text{ann})$ ($10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$)
(001)	50	58	100	163	4.16	8.3
(001)	100	33	73	121	3.12	5.33
(001)	200	60	68	108	3.12	6.6
(311)A	50	17	66	100	3.1	-
(311)A	200	34	66	72	1.3	-
(110)	50	20.5	54	78	1.6	2.8

Tabelle 4.4: Optimale Annealingzeit t bei 200°C an Luft, T_C und Ladungsträgerdichte p vor (a-g) und nach (ann) dem Ausheilen in Abhängigkeit der Schichtdicke d und Wachstumsrichtung für identisch gewachsene Proben mit $x_{\text{Mn}} \approx 6\%$.

von 200°C und die Entwicklung von T_C und der Ladungsträgerdichte p in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Wachstumsrichtung für die (001)-, (311)A- und (110)-Orientierungen verglichen. Vernachlässigt man die optimale Zeit der 50nm (001) Schicht, so ist der eindeutige Trend erkennbar, dass die optimale Annealing-Zeit zwar mit zunehmender Schichtdicke zunimmt, jedoch die Erhöhung von T_C und analog der Ladungsträgerdichte p abnimmt. Jedoch sind diese Werte, wie auch von anderen Gruppen festgestellt, bereits vor dem Ausheilen niedriger. Beim Vergleich der Wachstumsrichtungen wird deutlich, dass die (001)-Richtung die besten Werte liefert, jedoch zwischen (311)A- und (110)- Richtung bzgl. T_C und Annealingzeit kein wesentlicher Unterschied festgestellt werden kann. Überraschenderweise ist jedoch die Ladungsträgerdichte der (110)-Probe deutlich geringer. Für die (001)- und (311)A-Richtung konnten die Ergebnisse von Wang *et al.* [60] bestätigt werden. Eine weitere von Adell *et al.* [51] vorgestellte Methode ist das Annealen unter einer amorphen As-Schicht, die an die Oberfläche diffundierende Mn_I aufnimmt, solange bis sich eine Monolage MnAs gebildet hat. Ein großer Vorteil dieser Methode ist, dass die GaMnAs Schichten noch in der Epitaxieanlage ausgeheilt werden können. Damit

ist es möglich, komplexe Mn-haltige Schichtsysteme mit guten ferromagnetischen Eigenschaften und hoher Kristallqualität herzustellen. Für das amorphe As-cap wurde die Probe nach dem Wachstum auf ca. 130°C abgekühlt (zu tiefe Temperaturen führen zu zu großen mechanischen Verspannungen und der mit Gallium befestigte Wafer zerspringt) und anschließend für 1.5h bis 2h einem As₄-Fluss mit einem BEP von $6 \cdot 10^{-6}$ bis $2 \cdot 10^{-5}$ Torr ausgesetzt bis die Reflexe im RHEED-Beugungsbild gänzlich verschwunden sind. Diese Methode wurde auch verwendet, um die Probenoberfläche für einige Tage vor Oxidation zu schützen, falls die epitaktisch hergestellte Schicht an Luft in andere UHV-Anlagen z.B. zum epitaktischen Überwachsen mit Eisen transferiert wird.

Zum Annealen in der Wachstumskammer wird anschließend der As-Fluss reduziert, bzw. eingestellt und die Proben temperatur wieder erhöht. Dazu wurden Proben mit ca. 6% Mn mit Schichtfolge (I) auf (001), (311)A und (110) Substrate gewachsen, einmal ohne As-cap und in einem identischen Wachstum mit As-cap. Die Proben mit As-cap wurden in der Wachstumskammer für ca. 3h bei ca. 230°C annealed. Nach dem Annealen waren im RHEED Beugungsbild wieder Reflexe zu sehen, die auf eine kubische Kristallstruktur schließen lassen.

Bei der (001) Richtung konnte so T_C von 85K auf 92K erhöht werden, bei der (311)A Richtung wurde T_C jedoch von 75K auf 62K und bei der (110) Richtung von 55K auf 46K erniedrigt. Da diese Methode insbesondere bei der (311)A und (110) Orientierung keine deutliche Verbesserung, sondern sogar einer Verschlechterung der magnetischen und auch elektrischen Eigenschaften bewirkt hat und zusätzlich sehr aufwendig ist und keine *in-situ* Messung des Schichtwiderstandes zur Kontrolle möglich ist, erfolgten alle weiteren Untersuchungen mit dem zuvor beschriebenen Aufbau ohne As-cap an Luft.

Betrachtet man die Zeit, die zum Ausheilen der Mn-Defekte benötigt wird in Ab-

	d (nm)	$\frac{As_4}{Ga}$	t (h)	T_C(a-g) (K)	T_C(ann) (K)	p(a-g) $(\frac{10^{20}}{cm^3})$	p(ann) $(\frac{10^{20}}{cm^3})$	n_{Mn_I} $(\frac{10^{20}}{cm^3})$	n_{AsGa} $(\frac{10^{20}}{cm^3})$
(001)	30	3	20	108	166	4.6	8.3	1.85	1.52
(001)	50	3	58	100	163	4.16	8.3	2.07	1.42
(001)	50	10	20	72	97	2.65	5.4	1.38	3.22
(110)	50	3	20	54	78	1.6	2.8	0.6	4.9

Tabelle 4.5: Annealing Zeit t , T_C und Ladungsträgerdichte p vor und nach dem Ausheilprozess und daraus abgeschätzte Defektdichte.

hängigkeit vom As₄/Ga-Verhältnis, welches die As-Antisite Defektdichte wesentlich

beeinflusst, so wird die benötigte Zeit durch eine größere Anzahl der As_{Ga} deutlich verkürzt. Dies ist am Beispiel der in Tabelle 4.5 vorgestellten GaMnAs Schichten zu sehen, die bei 200°C an Luft ausgeheilt worden sind. Geht man stark vereinfacht davon aus, dass die einzigen Defekte in den GaMnAs Schichten Mn_I und As_{Ga} sind und alle Mn-Interstitial Defekte während des Annealing Prozesses entfernt werden, können über den Zusammenhang

$$p = x_{Mn} - 2n_{Mn_I} - 2n_{As_{Ga}} \quad (4.6)$$

die Defektdichten abgeschätzt werden. Die reduzierte Annealingzeit bei Proben mit einer erhöhten Anzahl der As_{Ga} lässt sich demnach unter anderem mit einer geringeren Anzahl von eingebauten Mn_I -Defekten erklären. Das konkurrierende Einbauverhalten dieser beiden kompensierenden Defekte wurde auch von Sadowski *et al.* [70] berichtet. Bei GaMnAs Schichten auf (110) GaAs scheint die As_{Ga} -Defektdichte trotz reduziertem As_4/Ga Verhältnis besonders groß. Überraschend hoch sind trotzdem die Werte für T_C .

4.3.5 Diskussion und Ausblick

Durch Reduzierung der die freien Löcher passivierenden Defekte durch Verbesserung der Wachstumsparameter wie Wachstumstemperatur und As_4/Ga -Verhältnis konnten bei moderatem Mn-Gehalt ($4\% \leq x_{Mn} \leq 6\%$) die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der GaMnAs Schichten reproduzierbar verbessert werden. Höchste T_C -Werte können, wie auch von anderen Gruppen bekannt, nur bei dünnen Schichtdicken im Bereich von 30nm bis 50nm erreicht werden. Es konnten durch Ausheilen der Mn_I bei verschiedenen (001)GaMnAs Schichten mehrfach Werte zwischen 155K und 167K erreicht werden, was mit einer Differenz von 6K nur geringfügig niedriger ist als der bisher bekannte Rekordwert von 173K [57]. Bei dünnen bis ultra dünnen Proben mit Schichtdicken $d \leq 30nm$ spielt der Einfluss der Pufferschicht eine große Rolle. Bei ganz dünnen Schichten ist eine LT-AlGaAs Schicht mit hoher Al-Konzentration nötig. Bei Schichtdicken ab 30nm kann GaMnAs von hoher Qualität direkt auf n- und p-dotierte GaAs Substraten, aber auch direkt auf SI-Substraten, als auch auf HT-GaAs Pufferschichten hergestellt werden, was für die Kombination mit Heterostrukturen entscheidend ist. Beim Vergleich der Wachstumsrichtung konnten für (001), (311)A und (311)B orientierte Substrate die Resultate der Nottingham Gruppe [60] bestätigt werden. Bei nicht ausgeheilten Schichten scheint die Einbaueffizienz von Mn bei der (001) und (311)B Orientierung am besten, wobei nach dem Ausheilen die Schichten in (001) Richtung bzgl. T_C deutlich besser sind. Dies ist aus Tabelle 4.6 ersichtlich, ebenso wie die Tatsache, dass der optimale Parameterraum für das GaMnAs-Wachstum in (311)A und (110) Richtung im Vergleich zu den beiden anderen Richtungen sehr begrenzt zu sein scheint und sich konträr

Orientierung	T_C vor Öffnung as-grown (K)	T_C vor Öffnung annealed (K)	T_C nach Öffnung as-grown (K)
(001)	108	167	111
(311)B	74	97	85
(311)A	30	42	80
(110)	80	114	55

Tabelle 4.6: Vergleich der Werte für T_C in Abhängigkeit von der Wachstumsrichtung zweier nominell identischer Wachstumsschritte von 30nm $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ (Struktur (V)) vor und nach einer Kammeröffnung zum Nachfüllen der Mn-Quelle. Die (001) und (311)B Orientierungen scheinen unkritisch gegenüber geringfügigen Veränderungen der Wachstumsparameter, (311)A und (110) verhalten sich jedoch konträr. Zusätzlich wurden die Proben vor der Kammeröffnung ausgeheilt.

verhält. Es wurden zwei Proben verglichen, die bei nominell gleichen Bedingungen (Temperatur, Wachstumsraten, As_4/Ga Verhältnis ...) vor bzw. nach dem Auffüllen der Quellenmaterialien an der Wachstumskammer hergestellt worden sind. Es waren je alle 4 verschieden orientierten Substrate auf einem Halter. Dieser wurde während des Wachstumsschritts rotiert, um Inhomogenitäten der Materialflüsse zu vermeiden.

Das Wachstum von GaMnAs Schichten auf unpolaren (110) Substraten oder auch Spaltflächen wurde in der bekannten Literatur bisher nicht vorgestellt. Es konnten mit Werten über 110K für T_C sehr hohe Werte erzielt werden.

Um die Curie-Temperatur über Raumtemperatur zu erhöhen und so den verdünnt magnetischen Halbleiter für Anwendungen interessant zu machen scheinen jedoch weiterführende Konzepte notwendig. Von Nazmul *et al.* [74] wurde in einer Heterostruktur aus einer Mn-delta dotierten GaAs Schicht nahe einer mit Beryllium (Be) dotierten p-AlGaAs Schicht durch Überlapp der Wellenfunktion im 2DHG mit den lokalen Mn-Momenten von einer Curie-Temperatur von 250K berichtet. Es wird aber insbesondere eine Erhöhung von T_C in dreidimensionalen GaMnAs-Schichten angestrebt. Ein weitere Idee dazu ist die Co-Dotierung mit Löchern. Jedoch konnte durch Co-Dotierung mit Be nur für kleine Mn-Konzentrationen eine Erhöhung von T_C festgestellt werden, für größere eine Erniedrigung [75]. Dies wird damit begründet, dass sowohl Mn als auch Be auf einem Ga Platz eingebaut werden. Von Jungwirth *et al.* [76] wurde berechnet, dass eine erfolgreiche Co-Dotierung mit Kohlenstoff (C), welcher auf einen As Platz eingebaut wird, erfolgen kann. Problem bei der Dotierung mit C ist die hohe Temperatur-Belastung der GaMnAs Schicht, aufgrund der Sublimationstemperatur von C von über 2000°C. Jedoch zeigte ein

erster Versuch mit einer moderaten C Co-Dotierung einer GaMnAs Schicht (Struktur V) eine Erhöhung von T_C von 100K auf ca. 125K. Die beiden Proben wurden ansonsten bei identischen Bedingungen hergestellt und das RHEED-Beugungsbild war frei von Reflexen, die auf dreidimensionale oder hexagonale Strukturen hinweisen würden. Auch SQUID Hysteresekurven zeigen kein außergewöhnliches Verhalten. Eine C-dotierte Vergleichsprobe ohne Mn, jedoch gewachsen mit einer höheren Wachstumsrate zeigte bei tiefer Temperatur eine zu geringe Leitfähigkeit, um die Ladungsträgerkonzentration bestimmen zu können. Aus der Extrapolation einer Serie von Dotiereichungen liegt die Ladungsträgerdichte etwas unter $p < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Durch die Co-Dotierung mit Kohlenstoff sollte es möglich sein, ferromagnetische Schichten mit geringerer Mn Konzentration bei ähnlichen Curie-Temperaturen mit einer besseren Kristallqualität herzustellen, da der Defekteinbau bei den resultierenden möglichen Wachstumsbedingungen reduziert werden kann. Das Konzept scheint jedoch nicht nur für eine weitere experimentelle Erhöhung der Curie-Temperatur in GaMnAs Schichten erfolgreich zu sein, als viel mehr zur gezielten Veränderung der Ladungsträgerdichte und somit der Bandstruktur unabhängig von der magnetischen Dotierung.

4.4 Eigenschaften von GaMnAs auf (110) GaAs Substraten und Spaltkanten

Im folgenden Abschnitt werden zunächst erste Untersuchungen bezüglich der Anisotropieeigenschaften von GaMnAs auf (110) orientierten GaAs Substraten vorgestellt. Danach werden die gewonnenen Resultate von GaMnAs auf (110) Substraten auf das Überwachsen von [110] und $\bar{1}\bar{1}0$ Spaltkanten übertragen und die Ergebnisse diskutiert. Aufbauend auf diesen Resultaten wurden magnetische p-n Übergänge durch Überwachsen der Spaltkanten von Si-dotierten Substraten in einem zweiten Wachstumsschritt hergestellt. Bei diesen Strukturen wurde sowohl das Verhalten der GaMnAs-Schicht selbst, als auch die Strom-Spannungs Charakteristik des p-n Übergangs untersucht.

4.4.1 GaMnAs auf (110) GaAs

Die Proben sind wie in den Abschnitten 4.1 bis 4.3 beschrieben hergestellt und bezüglich der Leitfähigkeit und der Curie-Temperatur optimiert. Für eine korrekte Interpretation der Anisotropie-Untersuchungen ist es entscheidend, dass der GaMnAs Kristall eine kubische Struktur ohne hexagonale Einschlüsse oder Verschiebungen aufweist. In Abbildung 4.10 ist dies am Beispiel von Magnetotransportmessungen an zwei 50nm dicken (110) GaMnAs Schichten (Struktur (I)) mit vergleichbaren Curie-Temperaturen (55K und 60K) dargestellt. Die Messungen wurden bei 4.2K

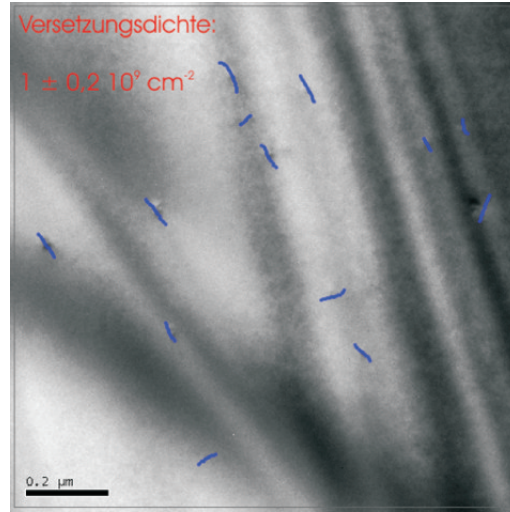


Abbildung 4.9: TEM Aufnahme in Draufsicht Geometrie (plan-view) einer 50nm (110) GaMnAs Schicht (Struktur (I)). Die Defektdichte beträgt $1 \pm 0,2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

mit zur Schichtebene senkrechtem Magnetfeld durchgeführt. Beide Proben zeigen bei den Transportmessungen mit zur Schichtebene senkrechtem Magnetfeld wie erwartet AMR und NMR im Längswiderstand und den AHE bei der Hallmessung. Bei den Ummagnetisierungsprozessen, die sowohl im Längswiderstand durch den AMR als auch im Hallwiderstand beim AHE die Anisotropieeigenschaften der Schicht beschreiben, sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Die links dargestellte Messung zeigt mehrere deutlich auflösbare Sprünge, bei der rechts dargestellten dreht die Magnetisierung kontinuierlich. Dieses Verhalten ist mit der Kristallqualität der epitaktischen GaMnAs Schichten eng verknüpft. HRTEM-Aufnahmen der beiden Schichten (s. Abbildung 4.6) zeigen deutlich, dass die Struktur, die klar definierte Sprünge aufweist von guter kristalliner Qualität ohne Versetzungen und hexagonale Einschlüsse ist. In der anderen GaMnAs Schicht, bei der keine Sprünge bei den Magnetotransportuntersuchungen erkennbar sind, existieren Versetzungen und hexagonale Einschlüsse. Das temperaturabhängige Widerstandsverhalten, T_C und auch der Schichtwiderstand beider Proben ist vergleichbar, erst bei den Transportmessungen konnten Unterschiede festgestellt werden. Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden nur Schichten mit guter kristalliner Qualität verwendet. Die Defektdichte dieser Schichten, die mittels TEM Aufnahmen in Draufsicht abgezählt werden kann (s. Abbildung 4.9), beträgt $1 \pm 0,2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Aus den doppelten Sprüngen, die bei identischen Feldern im Längs- und Hallwiderstand der in Abbildung 4.10 gezeigten linken Probe, auftreten, ist ersichtlich, dass die [110]-Richtung weder eine magnetisch leichte noch harte Richtung ist. Hysteresekurven aus SQUID Messungen entlang der [110]-, [100]- und $\bar{1}10$ -Richtungen (s. Abbildung 4.11) bestätigen dies und zeigen au-

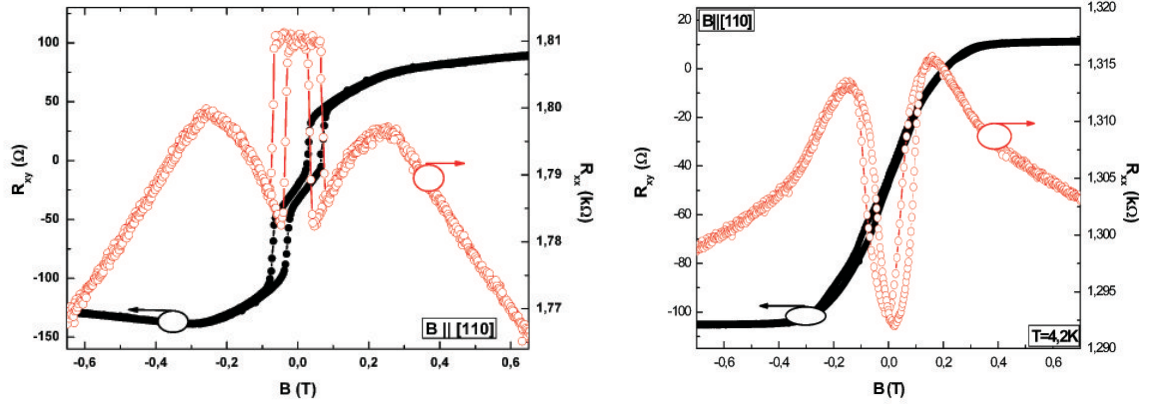


Abbildung 4.10: Magnetotransportmessungen von 50nm GaMnAs auf (110) GaAs (Struktur (I)) mit $B \parallel [110]$. Links: Schicht mit guter kristalliner Qualität. Rechts: Schicht mit hexagonalen Einschlüssen (vgl. Abbildung 4.6). Es sind deutliche Unterschiede in den Anisotropieeigenschaften zu sehen.

ßerdem, dass die $[\bar{1}10]$ -Richtung ebenso weder magnetisch schwer noch leicht ist und die $[100]$ -Richtung magnetisch leicht ist. Weitere Anisotropie-Untersuchungen von M. Döppe⁵ mittels Magnetotransport und von C. Bihler⁶ mittels Ferromagnetischer Resonanz (FMR) [16] bestätigen und vervollständigen diese ersten Anisotropieuntersuchungen an (110) GaMnAs. Sowohl die aus den Messungen des Giant Planaren Halleffekt, als auch die aus den FMR Daten ermittelte freie Energieoberfläche (s. Abbildung 4.12) zeigt eindeutig, dass eine rein magnetisch kubische Anisotropie mit den leichten Achsen entlang der $\langle 100 \rangle$ Richtungen vorliegt [16]. Dieses Verhalten ist konträr zu den magnetischen Anisotropien in (001), (311)A und (311)B GaMnAs Proben. Bei diesen Wachstumsrichtungen zeigt sich stets eine Überlagerung von uniaxialer und kubischer Anisotropie [16], [58] [60].

⁵Lst. Prof. D. Weiss, Universität Regensburg

⁶AG M. Brandt, Technische Universität München

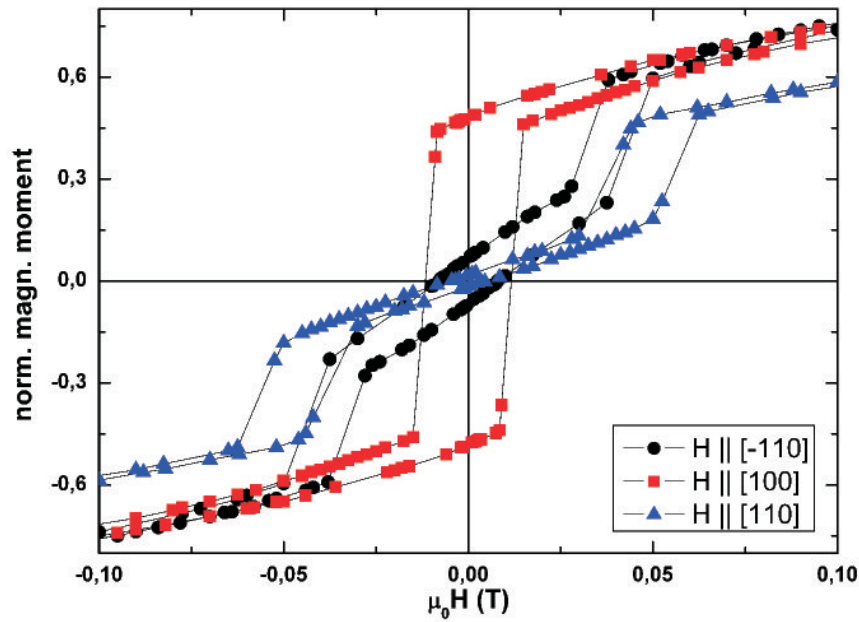


Abbildung 4.11: Hysteresekurven aus SQUID Messungen entlang der [110]-, [100] und $\bar{1}10$ -Richtung.

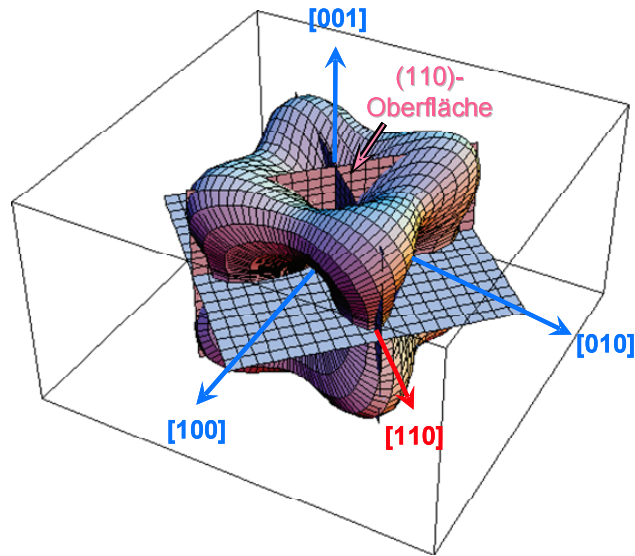


Abbildung 4.12: Freie Energieoberfläche einer (110) GaMnAs Schicht ermittelt aus FMR (Ferromagnetische Resonanz) Messungen. Die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen sind die magnetisch leichten Achsen, aus [16].

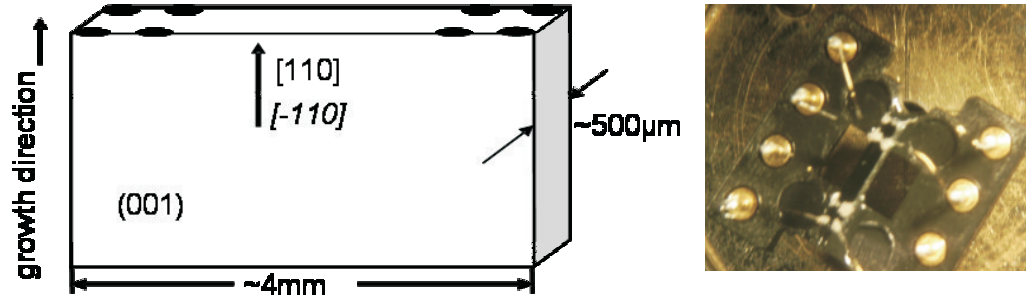


Abbildung 4.13: Precleave GaMnAs Probe mit 8 angelöteten InZn-Kontakten, eingebaut in einen Probensockel.

Zum Überwachsen von $[110]$ und $[\bar{1}10]$ Spaltkanten mit dünnen GaMnAs Schichten werden SI $500\mu\text{m}$ dicke (001) orientierte GaAs Substrate unmittelbar vor dem Einschleusen in das UHV System in ca. 2.5mm breite Streifen entlang der $[110]$, bzw. $[\bar{1}10]$ Richtung gespalten und mit Gallium senkrecht auf spezielle Halter aus Tantal geklebt. Da das Spalten außerhalb der Wachstumskammer erfolgt, werden diese Proben Precleave Proben genannt. Anschließend wird wie beim Wachstum auf normalen Substraten verfahren. Nach dem Abheizen des Oxids werden die Proben analog zum Wachstum auf ganzen Substraten abgekühlt und mit den entsprechenden Puffer- und GaMnAs Schichten überwachsen. Wie in Abbildung 4.13 gezeigt ist, werden anschließend bis zu 8 InZn-Kontakte in einer doppel van-der Pauw Geometrie angelötet, so dass sowohl Längs- als auch Hallwiderstandsmessungen möglich sind. Die Proben werden senkrecht in einen Probensockel eingebaut und mit Golddrähten fixiert, so dass ein externes Magnetfeld in Wachstumsrichtung angelegt werden kann. In Tabelle 4.7 sind die unterschiedlichen Strukturen auf (110)-Substraten und den Precleave

	Struktur	d (nm)	$\frac{As_4}{Ga}$	$T_C(\text{a-g})$ (K)	$T_C(\text{ann})$ (K)
(110)	(I)	50	3	55	89
(110)	(IV)	50	3	(55)	46
(110)	(II)	50	51.5	–	–
(110)	(III)	50	3	65	–
(110)	(V)	30	3	80	119
$[110]$	(I)	50	3	75	–
$[110]$	(I)	50	3	71	–
$[110]$	(VI)	50	3	65	–
$[110]$	(VI)	50	3	68	–

Tabelle 4.7: Vergleich der unterschiedlichen Strukturen gewachsen auf (110) Substraten, $[110]$ und $[\bar{1}10]$ Spaltkanten (Precleave) bezüglich T_C und Ausheilverhalten.

Proben mit einem Mangangehalt von ca. 6% gegenübergestellt. Sowohl mit LT-GaAs Puffer, also auch ohne Puffer konnten dünne 50nm dicke GaMnAs Schichten mit T_C Werten von 65K bis 75K auf den Spaltflächen gewachsen werden. Es konnten keine signifikanten Unterschiede zwischen dem Überwachsen von [110]- oder $\bar{[110]}$ -Spaltkanten mit oder ohne LT-Puffer gesehen werden. Die Werte liegen im Bereich der GaMnAs Schichten auf den (110) Substraten. Die zugehörigen temperaturab-

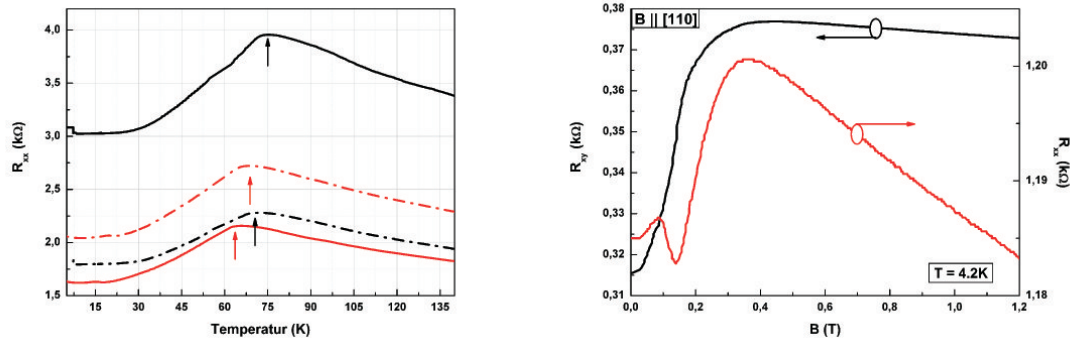


Abbildung 4.14: Geometrie und temperaturabhängiger Schichtwiderstand zur Bestimmung von T_C (links) und Magnetotransportmessungen an den mit GaMnAs überwachsenen [110] und $\bar{[110]}$ Spaltkanten (rechts).

hängigen Messungen des Schichtwiderstandes sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Maxima zeigen den Übergang von paramagnetischem zu ferromagnetischem Verhalten. Erste Transportmessungen mit senkrecht angelegtem Magnetfeld zeigen bzgl. der magnetischen Anisotropie analoges Verhalten zu den auf (110) Substraten gewachsenen GaMnAs Schichten (4.14). Eine Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus den Transportdaten bei tiefen Temperaturen ist in der doppel van-der-Pauw Geometrie nicht möglich, da in dieser Anordnung AHE und NMR bei Messung von Hall- und Längswiderstand überlagert sind. Dadurch wird das Anfitten des Hallwiderstandes aus dem Längswiderstandes sehr ungenau und somit der Fehler bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichte zu groß.

4.4.2 Magnetische p-n Übergänge

Das Überwachsen von (110) Spaltflächen konnte erfolgreich zur Herstellung von magnetischen pn-Übergängen verwendet werden. Nach dem theoretischen Modell von Fabian *et al.* [77] ist in diesen bipolaren Heterostrukturen eine Majoritätsladungsträgersorte zusätzlich magnetisch polarisiert, so dass der Ladungstransport über den pn-Übergang nicht nur durch den Einfluss der Nichtgleichgewichts-Ladungsträgerdichte bestimmt wird, sondern zusätzlich durch die Nichtgleichgewichts-Spindichte. Die dazu nötige Spinpolarisation kann z.B. durch Einstrahlung mit zirkular polarisiertem Licht, durch Spininjektion aus ferromagnetischen Metallen oder durch magnetische Dotierung erfolgen. Das Bänderschema dieser Heterostruktur ist in Ab-

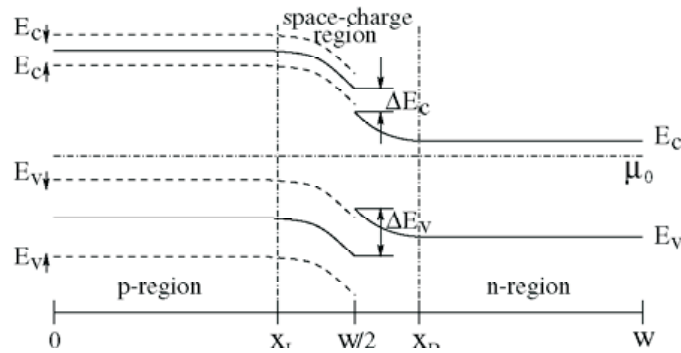


Abbildung 4.15: Bandschema eines magnetischen pn-Übergangs im Gleichgewicht. Im magnetischen p-Bereich sind Leitungs- und Valenzband spinaufgespalten, im nicht-magnetischen n-Bereich tritt keine Spin-Aufspaltung auf, aus [77].

Abbildung 4.15 dargestellt. Während der magnetische p-Bereich spinaufgespalten ist, tritt im nicht-magnetischen n-Bereich keine Spinaufspaltung auf. Dadurch entsteht eine spinabhängige Barriere für den Elektronentransport über die Raumladungszone, welche die Eigenschaften der Diode bestimmt.

Zur Realisierung dieser Heterostrukturen wurden in einem ersten Wachstumsschritt auf (001) GaAs Substrate 1 μm dicke Si-dotierte n-leitende GaAs Schichten gewachsen. Die Ladungsträgerdichte der n-leitenden Schicht wurde von $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ variiert. Diese Substrate wurden wie im vorherigen Abschnitt beschrieben gespalten und für den zweiten Wachstumsschritt vorbereitet. Die (110) Spaltflächen wurden dann mit 50nm bis 150nm dicken GaMnAs Schichten überwachsen, nach dem Wachstum wie in Abschnitt 3.2 beschrieben kontaktiert und auf einen Probensockel eingebaut.

Ein großer Vorteil beim Überwachsen der Spaltkanten im Vergleich zur Herstellung des pn-Überganges in einem einzigen Wachstumsschritt auf einem Substrat ist neben der schnellen und einfachen Kontaktierung ohne Strukturierungsaufwand die

Möglichkeit, für den zweiten Wachstumsschritt verschieden stark dotierte Precleave-Stücke zugleich auf einen Halter zu montieren. Durch das gemeinsame Überwachen dieser Schichten mit identischen GaMnAs Schichten ist eine gute Vergleichbarkeit der einzelnen Proben untereinander gewährleistet. Bei der Verwendung von hoch-dotierten bis undotierten Ausgangsmaterialien kann zudem noch der Einfluss der n-Dotierung auf das GaMnAs-Wachstum an sich untersucht werden.

Da die Ladungsträgerdichte der ferromagnetischen GaMnAs Schichten im Bereich von 10^{20} cm^{-3} liegt, wurden nicht nur homogen dotierte GaMnAs Schichten mit ca. 6% Mn verwendet sondern auch Schichten, bei denen der Mn Gehalt graduell von 0% auf ca. 6% erhöht worden ist. Dadurch kann die Verarmungszone des pn-Überganges vergrößert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Schichten und daran durchgeführten Untersuchungen ist in [78] gegeben.

Da eine Charakterisierung mittels Elektrolumineszenz (EL) nicht möglich ist - LT-GaAs zeigt keine EL - erfolgte die Charakterisierung ausschließlich elektrisch. Im Folgenden werden die charakteristischen Eigenschaften dieser Strukturen am Beispiel einer Diode, die im n-Bereich eine hohe Ladungsträgerkonzentration von $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufweist und auf der p-Seite graduell mit Mn dotiert ist, gezeigt.

Zuerst wurde der temperaturabhängige Widerstand der GaMnAs-Schicht bestimmt, der wie in Abbildung 4.16 gezeigt, den typischen Verlauf zeigt. Die Curie-Temperatur ist ca. 60K. Dieser Wert wurde unabhängig von den unterschiedlichen n-dotierten und dem semi-isolierenden Substrat bei allen Probenstücke dieses Wachstumsschrittes erreicht. Magnetotransportuntersuchungen der GaMnAs Schicht zeigen den für diese Wachstumsrichtung typischen Verlauf des AMR und bei höheren Feldern den NMR.

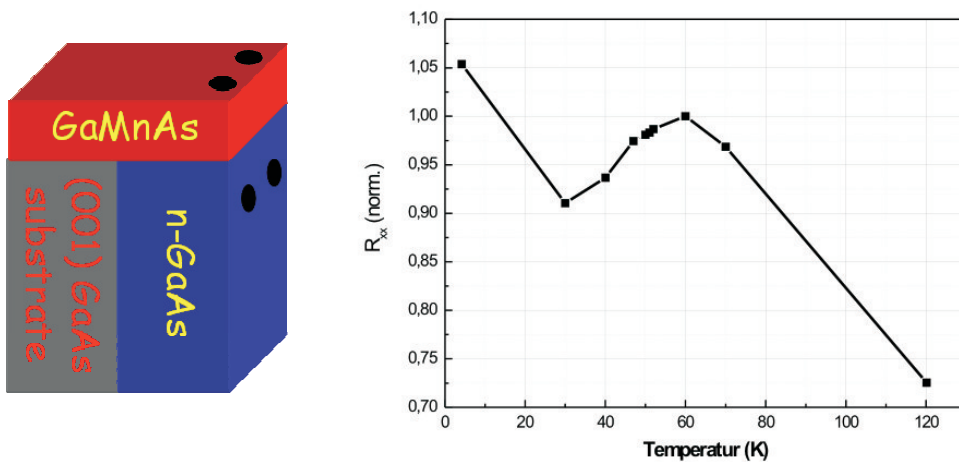


Abbildung 4.16: Links: Schematische Darstellung der Diodenstruktur. Rechts: Temperaturabhängiger Schichtwiderstand der p-GaMnAs Schicht. Der Phasenübergang von der paramagnetischen zur ferromagnetischen Phase ist deutlich ausgeprägt und erfolgt bei 60K.

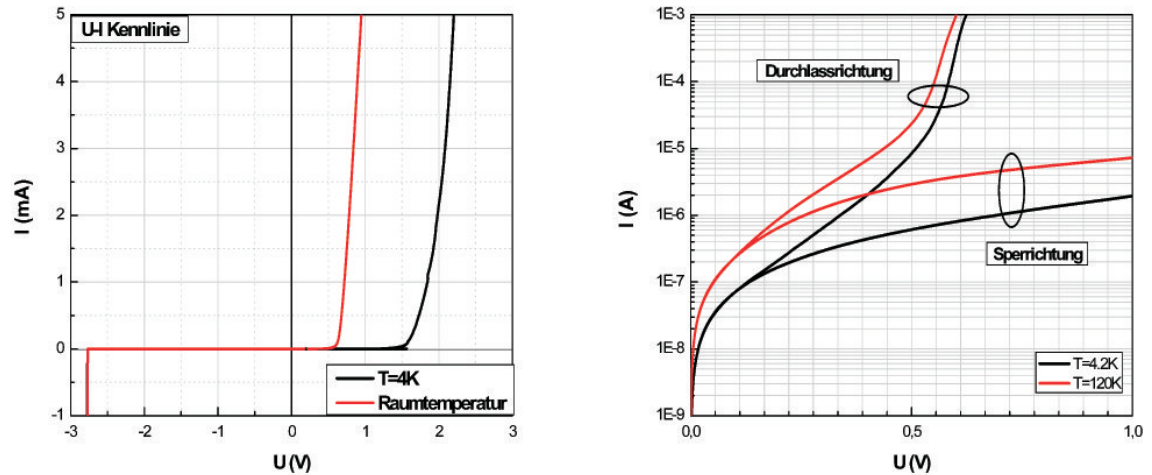


Abbildung 4.17: Die U-I Kennlinie gemessen über den p-n Übergang zeigt die typische Diodencharakteristik. Links: U-I Kennlinie bei Raumtemperatur und 4.2K. Rechts: Logarithmische Auftragung der Kennlinie bei 120K und 4.2K. Die Curie-Temperatur beträgt 60K.

In Abbildung 4.17 ist die Strom-Spannungs Kennlinie über den p-n Übergang bei verschiedenen Temperaturen zu sehen. Die Kennlinie zeigt die typische Diodencharakteristik. Es fällt jedoch auf, dass die Schwellenspannung nicht dem der Bandlücke von GaAs entsprechenden Spannungswert von 1.2V entspricht sondern mit ca. 0.5V deutlich niedriger ist. Mögliche Gründe dafür können die sehr hohe Dotierung auf der p-Seite sein, ein Störstellenband, welches sich in GaMnAs ausbildet oder auch die Diffusion von Mn in den Übergangsbereich. Jedoch ist bei genauer Betrachtung der Kennlinien in logarithmischer Auftragung zu erkennen, dass die Charakteristik in Durchlassrichtung sich im ferromagnetischen Zustand ändert. Im Sperrbereich variiert zwar der Absolutbetrag mit der Temperatur, aber die Form der Charakteristik scheint jedoch unverändert zu bleiben.

Zusammenfassend konnten mit dieser Methode magnetische Heterostrukturen hergestellt werden, die eine Diodencharakteristik aufweisen. Die erreichten Curietemperaturen, die elektrischen und Magnetotransporteigenschaften der magnetischen GaMnAs Schichten gewachsen auf n-dotierten Substraten unterscheiden sich dabei nicht von denen auf semi-isolierenden (110) Flächen gewachsenen Schichten.

Kapitel 5

Wachstum von modulationsdotierten InAs Quantenwellstrukturen

Nachdem sehr viele experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Verhalten dreidimensionaler Mn dotierten semimagnetischer III-V Halbleiter wie GaMnAs und InMnAs und deren Heterostrukturen existieren, erscheint es interessant, die Eigenschaften von Mn dotierten zweidimensionalen Ladungsträgersystemen zu studieren. Für die Realisierung Mn modulationsdotierter zweidimensionaler (2D) Ladungsträgersysteme ist als erster Schritt die Auswahl eines geeigneten Materialsystems nötig. Wie in Kapitel 1 diskutiert, existieren Mn dotierte 2DEGs in II-VI Heterostrukturen, wobei hier Mn elektrisch neutral ist und somit die elektrische Dotierung von der magnetischen getrennt erfolgt. Ein weiterer Kandidat wären GaAs/AlAs basierende Heterostrukturen. Das gitterangepasste Wachstum dieser Materialien ist sehr gut etabliert und in diesen Heterostrukturen werden die höchsten Elektronen- und Lochbeweglichkeiten in 2D Ladungsträgersystemen erreicht. Ebenso ist das Dotieren von GaAs basierten Strukturen mit Mn, wie im vorangegangenen Kapitel ausführlich gezeigt, erfolgreich. Jedoch sind sowohl die Leitfähigkeit als auch der Ferromagnetismus bei tiefen Temperaturen bereits bei einem moderatem Al-Gehalt von $x_{Al} = 0.17$ stark reduziert [79]. Es wird ebenso von Takamura *et al.* [79] berichtet, dass eine (Ga,Al,Mn)As/GaAs/(Ga,Al,Mn)As QW Struktur mit $x_{Al} \leq 0.17$ trotz des isolierenden Verhaltens von (Ga,Al,Mn)As metallisches Verhalten zeigt, was mit einem Ladungstransfer von der dotierten AlGaAs Barriere in den GaAs QW begründet wird. Die Dotierung ist jedoch räumlich nicht vom Einschlusspotenzial getrennt und es wird von keinem 2D-Verhalten berichtet. Nach den gewonnenen und im vorangegangenen Kapitel dargestellten Erfahrungen beim Wachstum von Mn dotierten Strukturen sollte zudem nicht ausgeschlossen werden, dass durch Mn Segregation und Diffusion bereits während des Wachstums Mn in den GaAs QW eingebaut worden ist.

Die Realisierung von Mn-modulationsdotierten 2DHGs gelingt in InAs QW-Struktu-

ren mit $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ als Barrierenmaterial. Im Folgenden wird ein Überblick über die Eigenschaften dieses Materialsystems und deren Heterostrukturen gegeben. Da für diese In-Konzentration kein geeignetes Substratmaterial existiert, werden anschließend die Besonderheiten beim MBE-Wachstum dargestellt. Kristallqualität und Oberflächenmorphologie werden für unterschiedliche metamorphe Pufferschichten für die mit Si- und Mn- dotierten aktiven QW Strukturen verglichen.

5.1 InAs

Der direkte Halbleiter InAs hat bei einer kleinen Bandlücke von $E_g = 0.417\text{eV}$ (bei $T=0\text{K}$ [21]) einen großen g-Faktor von $|g|=14.8$. Zusammen mit dem Vorteil, dass InAs keine Schottkybarriere aufweist und $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ für hohe Indiumkonzentrationen ($x \geq 0.75$) eine verschwindende, sind InAs QWs mit einem 2D Ladungsträgersystem sowohl für konventionelle schnelle elektronische, als auch für neuere Spintronik Anwendungen interessant. Sowohl supraleitende, als auch ferromagnetische Kontakte weisen eine hohe Transmission auf, was für Transportuntersuchungen an diesen Hybridsystemen und für Spininjektionsexperimente entscheidend ist. 2DEGs in InAs QW erreichen eine hohen Beweglichkeit bei tiefen Temperaturen von $\mu=160\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ [80], bzw. $\mu = 500\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ [81], was bei einer Elektronendichte von ca. $5 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ einer mittleren freien Weglänge von ca. $5\mu\text{m}$ entspricht. Ferner führt der Rashba-Effekt aufgrund der großen Spin-Bahn WW bereits ohne externes Feld zu einer Spin-Aufspaltung der Zustände. Der Rashba-Effekt in einem InAs QW kann durch asymmetrische InGaAs Barrieren aufgrund des Eindringens der Wellenfunktion in diese Barriere erhöht werden [82].

Ein großes Problem bei der Herstellung dieser Strukturen ist das Fehlen von Substraten mit geeigneter Gitterkonstante. Wie aus Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 ersichtlich ist, beträgt die Gitterfehlانpassung von InAs zu GaAs oder AlAs ca. 7%, und ist auch noch für $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ sehr groß. InP-Substrate, die ein gitterangepasstes

	a (Å)	E_g (eV)	m_e[*] (m ₀)	m_{hh}[*] (m ₀)
GaAs	5.653	1.51	0.063	0.51
AlAs	5.661	2.24	0.15	0.76
InAs	6.058	0.417	0.023	0.41
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	6.058-0.405x	$0.41x+1.51(1-x)-0.477x(1-x)$	$0.063-0.04x$	0.57
$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	6.058-0.397x	$0.41x+3.1(1-x)+0.7x(1-x)$	$0.15-0.127x$	$0.76-0.19x$

Tabelle 5.1: Bandlücke E_g , Gitterkonstante a_0 , und effektive Massen m^* am Γ -Punkt für InAs, GaAs und AlAs und deren ternären Verbindungen bei 300K. GaAs und InAs sind direkte und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ist für $x > 0.45$ ein indirekter Halbleiter, aus [21] und [83].

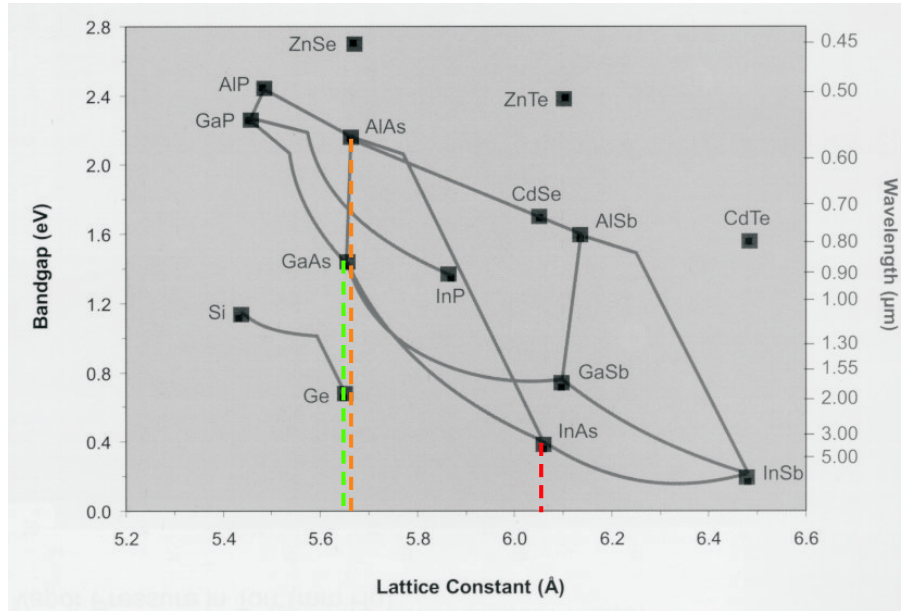


Abbildung 5.1: Bandlücke und Gitterkonstante der prominentesten binären Halbleiter und deren ternären Verbindungen, nach [23].

Wachstum von $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ermöglichen sind zum einen aufgrund des zu geringen In-Gehalts und zum anderen wegen der Kontamination der Wachstumskammer mit Phosphor ungeeignet. Folglich ist es für die Realisierung von Strukturen mit guten elektrischen Eigenschaften unerlässlich, den Abbau von Gitterverspannungen durch den gezielten Einbau von Versetzungen zu kontrollieren. Dazu wird eine spezielle metamorphe Pufferschicht zur Spannungsrelaxation auf ein (001) GaAs Substrat gewachsen, in der der In-Gehalt graduell auf 75% erhöht wird. Diese $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ Schicht dient dann als virtuelles gitterangepasstes Substrat für die QW Struktur.

5.2 In-Rateneichung

Für das Wachstum von In-haltigen Proben ist eine Eichung der von der Zelltemperatur abhängigen Wachstumsraten notwendig. Auch für die RHEED-Probe fehlt ein gitterangepasstes Substrat, bzw. InAs-Substrate sind sehr teuer und schwierig in der Anwendung. Die Kalibrierung wird deshalb auf einer normalen GaAs RHEED-Probe durchgeführt. Diese muss regelmässig durch Überwachen mit einem AlGaAs/GaAs Übergitter bei hoher Wachstumstemperatur ($T_g \geq 600^\circ\text{C}$) geglättet werden. Da die Aufnahmen einer ausreichenden Anzahl von Werten für eine Eichkurve, wie in Abbildung 5.2 gezeigt, sehr zeitaufwendig ist, wird die Eichung nicht an jedem Wachstumstag, sondern in regelmäßigen Abständen durchgeführt. Es

konnte festgestellt werden, dass sich innerhalb eines Jahres die Eichung im Rahmen der Messgenauigkeit nicht verändert hat. Die Besonderheit des Wachstums von In-

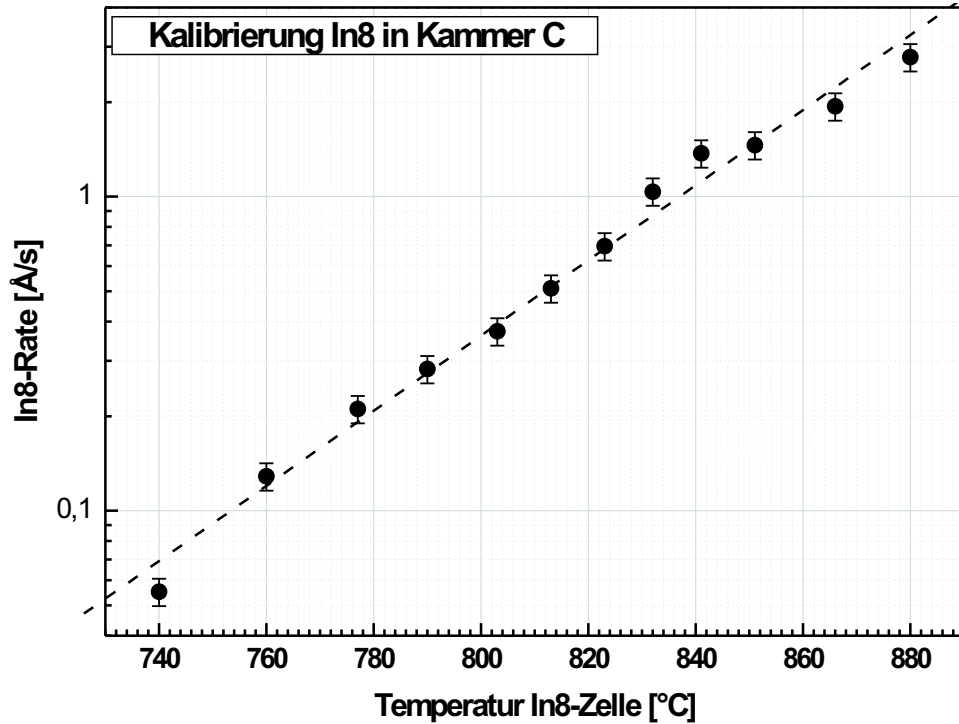


Abbildung 5.2: Kalibrierung der In-Wachstumsrate ermittelt aus RHEED-Oszillationen.

As auf GaAs ist das Auftreten des Stranski-Krastanov Wachstumsmodus. Abhängig vom In-Fluß beginnt z.B. bei einer In-Rate von 0.2 ML/s nach 1.68 Monolagen (ML) auf (001) GaAs das Wachstum von verspannungsinduzierten InAs Quantenpunkten [84]. Diese Änderung des Wachstumsmodus ist durch eine abrupte zeitgleiche Änderung des RHEED-Beugungsbilds sehr gut beobachtbar. Durch Bestimmung der Wachstumszeit dieser 1.68 ML InAs kann eine Bestimmung der In-Eichung erfolgen. Gerade für hohe Wachstumsraten ist diese Methode aber sehr ungenau. Eine weitere Möglichkeit wäre eine nachträgliche Eichung des In-Gehalts über die Bestimmung der Gitterkonstante mittels Röntgendiffraktometrie. Diese Eichung ist jedoch sehr aufwendig und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

5.3 Wachstum relaxierter Pufferschichten

Wachstum von einer Schicht mit einer vom Substrat unterschiedlichen Gitterkonstanten bedingt immer Verspannung in der Epischicht. Diese ist kompressiv, wenn

die Epischicht eine größere Gitterkonstanten als das Substrat hat, ansonsten spricht man von tensiler Verspannung. Zunächst wächst die Schicht pseudomorph, d.h. die Gitterkonstante in der Schichtebene stimmt mit der des Substrates überein. Die Verspannung wird durch Kompression oder Dehnung der senkrechten Gitterkonstanten ausgeglichen. Ab einer kritischen Schichtdicke wird die elastische Energie so groß, dass sich Gitterfehler bilden. Erfolgt die Relaxation während des Wachstums über Gitterfehler, wird das Wachstum metamorph genannt.

Die häufigsten Defekte zur Verspannungsrelaxation beim Wachstum von InAlAs auf (001) orientiertem GaAs sind Misfit Dislocations (MD), bei denen eine ganze Reihe parallel zur Schichtebene fehlt (s. Abbildung 5.3). MD können sich in diesem Fall senkrecht zur Wachstumsrichtung bewegen, bleiben aber in der Schichtebene. Ein

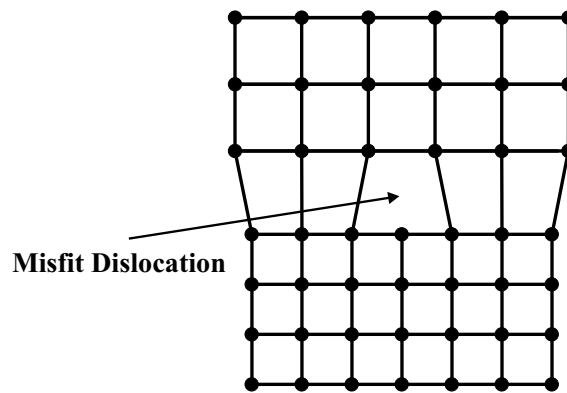


Abbildung 5.3: Misfit Dislocation im kubischen Gitter.

weiterer wichtiger Defekt sind Threading Dislocations (TD), die sich in einer zur Wachstumsebene verschiedenen Ebene ausbilden. Diese Ebene wandert durch die Epischicht und bleibt nicht in einer Schicht parallel zur Oberfläche. Die TD sollten reduziert, besser ganz vermieden werden, da sie sich auch durch die aktiven Schichten ziehen und dort als Streuzentren für freie Ladungsträger wirken und die Beweglichkeit limitieren. Da sich die MD parallel zur Oberfläche und den aktiven Schichten ausbilden, sind die MD von den aktiven Schichten separiert.

Um die Verspannung zwischen GaAs Substrat und den aktiven Schichten abzubauen, wird ein metamorpher Puffer verwendet, bei dem durch graduelle Erhöhung der In-Konzentration die Verspannung ausschließlich durch MD abgebaut werden kann. Entscheidend ist, dass TD durch ein bei hoher Temperatur gewachsenes AlGaAs/GaAs Übergitter zwischen Substrat und Pufferschicht deutlich reduziert werden können [85]. Anschließend wird die Wachstumstemperatur beim Standard-Puffer auf $T_g \sim 395^\circ\text{C}$ abgekühlt. Bei der Standard-Pufferschicht (Puffer 1) wird bei konstanter Al-Rate der In-Anteil durch Erhöhung der Temperatur der In Zelle

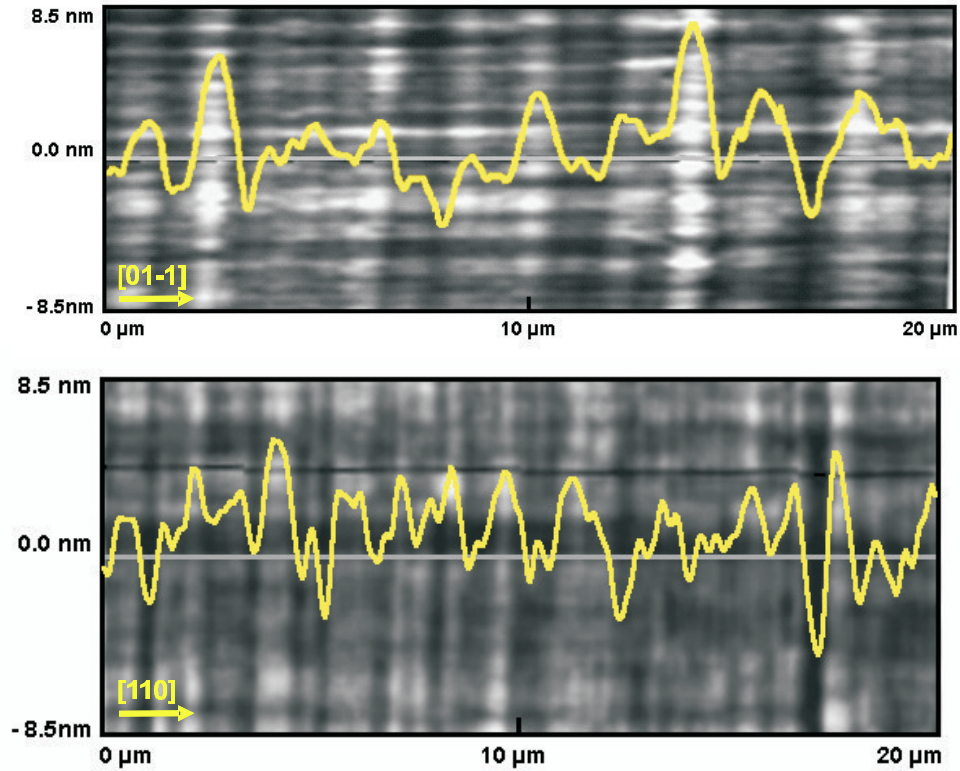


Abbildung 5.4: AFM Aufnahmen mit Querschnitten entlang der $[01\bar{1}]$ -Richtung (oben) und der $[110]$ -Richtung (unten). Die mittlere Rauigkeit beträgt ca. 1.8nm entlang der $[01\bar{1}]$ Richtung und ca. 2.5nm entlang der $[110]$ Richtung.

in 5%-Schritten von 5% auf 75% erhöht. Zwischen den jeweils 50nm dicken Schichten wird das Wachstum nicht unterbrochen, so dass der Übergang zwischen den Schichten nicht scharf ist. Nach der letzten Schicht des Puffers wird eine 400nm dicke $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ Schicht gewachsen, die als virtuelles Substrat mit modifizierter Gitterkonstante für die aktive QW-Struktur dient. Die aktive Schicht wird dann bei einer n-Dotierung mit Si bei gleich bleibender oder höherer Temperatur (450°C bis 515°C) gewachsen. Bei einer Dotierung mit Mn beträgt die Wachstumstemperatur etwa 330°C. Eine genaue Beschreibung der aktiven QW-Strukturen erfolgt zusammen mit der Diskussion der Transportdaten in Kapitel 6.

Die Oberfläche dieser metamorphen Pufferschicht zeigt immer ein so genanntes Kreuzschraffurmuster entlang der $[110]$ und der $[\bar{1}\bar{1}0]$ Kristallrichtungen. Eine allgemeingültige Erklärung dieser Rauigkeiten, die sich auch in den Schichten der aktiven Struktur bis hin zur Probenoberfläche wiederholt, existiert bisher nicht. Meist werden zwei Mechanismen dafür verantwortlich gemacht. Einer ist, dass Versetzungen entlang von $\{111\}$ Ebenen gleiten um Oberflächenstufen auszugleichen. Die Rau-

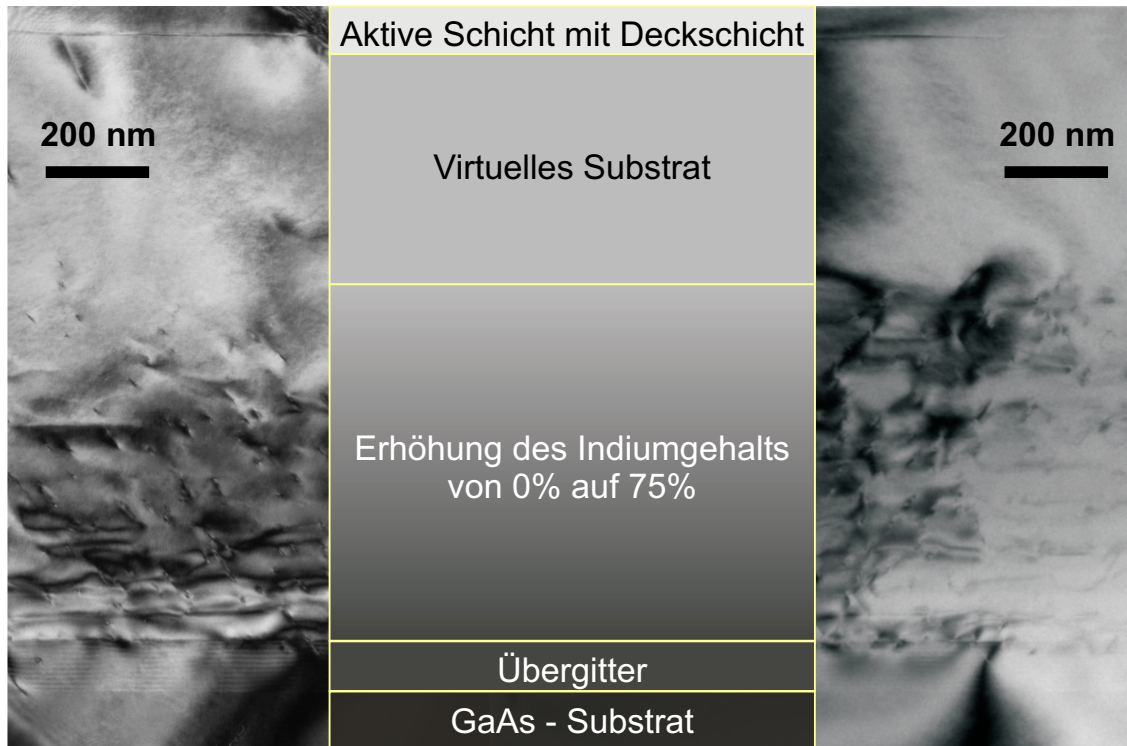


Abbildung 5.5: TEM Aufnahme an einem Querschnittspräparat. Die Verspannung wird in den Pufferschichten durch MD abgebaut, das virtuelle InAlAs Substrat ist nahezu defektfrei. Die dunkle Schicht ist der zusätzlich verspannte InAs QW.

igkeiten können auch mit einer lokalen Erhöhung oder Unterdrückung der Wachstumsrate aufgrund des nichtkonstanten Spannungsfelds wegen der Bündelung von Versetzungen erklärt werden [81].

5.4 Strukturelle Eigenschaften von Si- und Mn- dotierten QWs

Die Kristallqualität des Puffers und der aktiven Schicht, die sich auch in der Oberflächenmorphologie widerspiegelt ist für den Transport ein entscheidender Parameter. Die Beweglichkeit wird durch Streuung an Versetzungen, durch die Tiefe und Periodizität des Kreuzschraffurmuster an den Übergängen der einzelnen Lagen und durch die Modulation des Einschlusspotenzials durch Fluktuationen des In-Gehalts bestimmt. Die Anisotropie der Rauigkeit (s. Abbildung 5.4) und der Periodizität in $[110]$ und $[\bar{1}10]$ - Richtung stimmt mit der Beweglichkeitsanisotropie entlang dieser

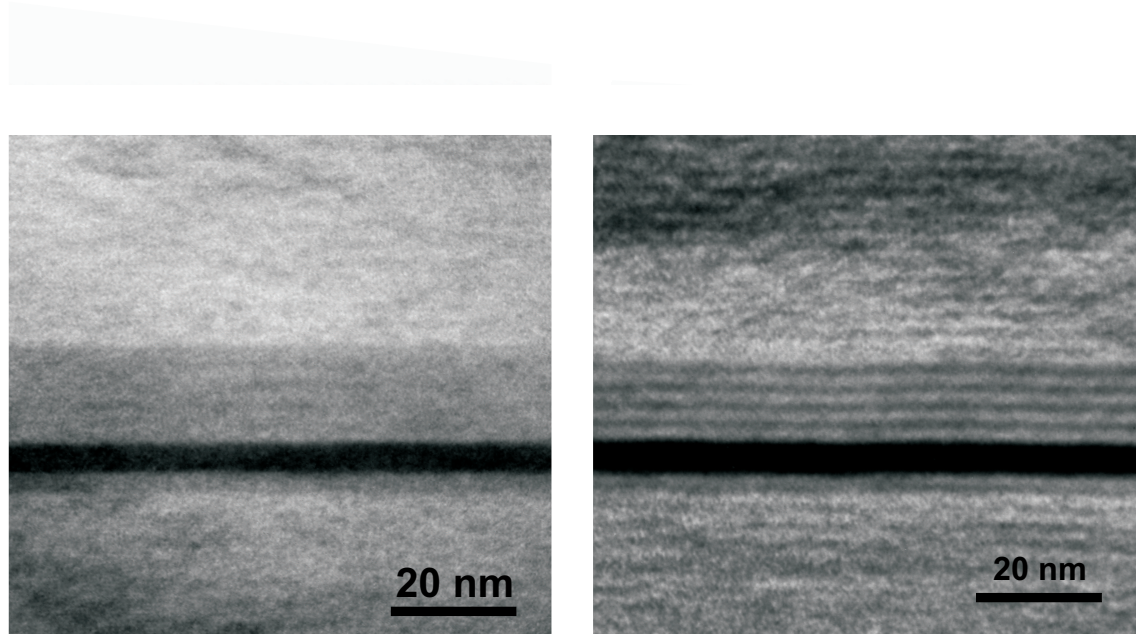


Abbildung 5.6: Hochauflösende TEM Aufnahme einer Si-dotierten (links) und Mn-dotierten (rechts) invertiert dotierten QW Struktur mit eingebettetem InAs Kanal. Beide Proben besitzen eine sehr gute Kristallqualität, die keine Unterschiede zwischen den Proben erkennen lässt.

Richtungen überein und erreicht bis zu 20%.

Eine erste Beurteilung der Kristallqualität erfolgte bereits während des Wachstums durch Beobachtung des RHEED Beugungsbildes. Dieses zeigte auch nach dem Wachstum der aktiven Schicht, bei der ein zusätzlich verspannter InAs Kanal in den InGaAs QW eingebettet worden ist, eine einkristalline Oberfläche mit den erwarteten streifigen Muster der RHEED-Reflexe. Die Gitterfehlanpassung zwischen $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ und InAs beträgt immer noch über 1.5%, so dass der InAs Kanal kompressiv verspannt wächst.

Insgesamt konnten zwischen den Mn- und Si-dotierten Proben keine Unterschiede bzgl. Kristallqualität und Oberflächenmorphologie festgestellt werden. In Abbildung 5.5 ist eine TEM Aufnahme an einem Querschnittspräparat gezeigt. Es ist gut zu sehen, dass die Verspannung in Form von MD in den einzelnen Pufferschichtebenen relaxiert und das virtuelle $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ Substrat nahezu defektfrei ist. In Wachstumsrichtung oben ist die QW-Struktur mit dem kompressiv verspannten InAs Kanal zu sehen. Bereits hier ist die Welligkeit der einzelnen Lagen auf dem virtuellen Substrat erkennbar.

Hochauflösende TEM Bilder (Abbildung 5.6) an diesen Proben zeigen die akti-

ve QW-Struktur. Am Beispiel einer invertiert dotierten InGaAs QW-Struktur mit asymmetrischem InAs Kanal ist zum einen die gute kristalline Qualität zu erkennen und zum anderen wieder die gewellte Struktur zwischen den einzelnen Heteroübergängen. Der 4nm breite InAs Kanal ist zusätzlich kompressiv verspannt. Auch bei diesen Aufnahmen zeigt sich bei der kristallinen Qualität zwischen den Si und Mn dotierten Proben kein Unterschied.

Die Oberflächenstruktur und auch die bereits erwähnte Anisotropie ist bei diesen Proben bereits im Lichtmikroskop, insbesondere bei streifenden Lichteinfall oder in der Dunkelfeld-Abbildung zu sehen. Für eine quantitative Beurteilung und Vergleich der einzelnen Proben wurde die Topografie mittels AFM Messungen im tapping Modus untersucht. Die Oberflächenbeschaffenheit ist wieder für Si- und Mn- dotierte Proben identisch. Beide zeigen das anisotrope Kreuzschraffurmuster mit einem RMS¹-Höhenwert von 2.5nm in $[110]$ - Richtung und 1.8nm in $[\bar{1}10]$ Richtung.

¹root mean square

5.5 Modifikation der Pufferschicht

Im folgenden Abschnitt werden Modifikationen der Pufferschicht anhand der Transporteigenschaften und Oberflächenmorphologie von 2DEGs, gewachsen auf diesen Pufferschichten, untersucht. Die Transporteigenschaften in Si-dotierten $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ QWs können, wie in [86] gezeigt, durch eine zusätzliche Reduzierung der verbleibenden Verspannung durch Anpassung der lateralen Gitterkonstante deutlich verbessert werden. Am Ende des konventionellen Puffers ist die

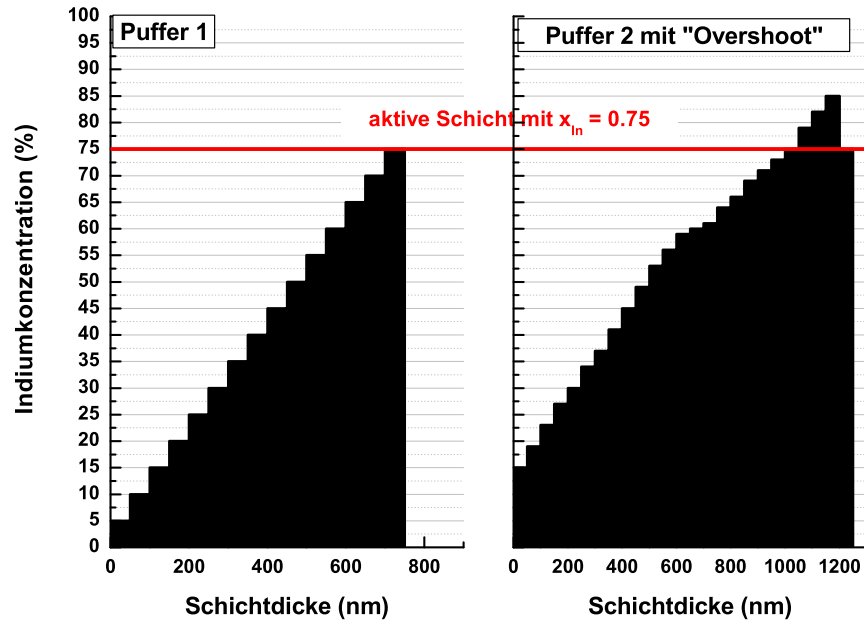


Abbildung 5.7: Schichtfolge der beiden metamorphen Pufferschichten, je für eine Indiumkonzentration von 75% in der aktiven Schicht. Links ist die Schichtfolge von Puffer 1 mit einer graduellen Erhöhung der Indiumkonzentration von 0% auf 75% und rechts Puffer 2 nach der Overshoot-Methode gezeigt.

laterale Gitterkonstante immer kleiner als die des relaxierten Puffers. Durch ein Maximum der Indiumkonzentration in der Pufferschicht kann diese angepasst werden und so die in der QW-Region verbleibende kompressive Verspannung deutlich reduziert werden. Die besten Werte wurden von Capotondi *et al.* für einen maximalen Indium Gehalt von 85% erreicht. Auch der verbleibende Puffer wurde nach Berechnungen zur optimalen Verspannungsrelaxierung ausschließlich durch MD angepasst. Es ist dabei wichtig, die Wechselwirkung der einzelnen MD einer Ebene untereinander zu unterbinden, da dadurch TD entstehen können, die dann als Streuzentren

der freien Ladungsträger wirken. In Abbildung 5.7 sind die Schichtfolgen für den konventionellen Puffer 1 und den Puffer 2 nach der Overshoot Methode dargestellt. Das Wachstum von Puffer 2 erfolgt zunächst analog zum konventionellen Puffer 1. Zunächst wird wieder ein AlGaAs/GaAs Übergitter bei optimalen Wachstumsbedin-

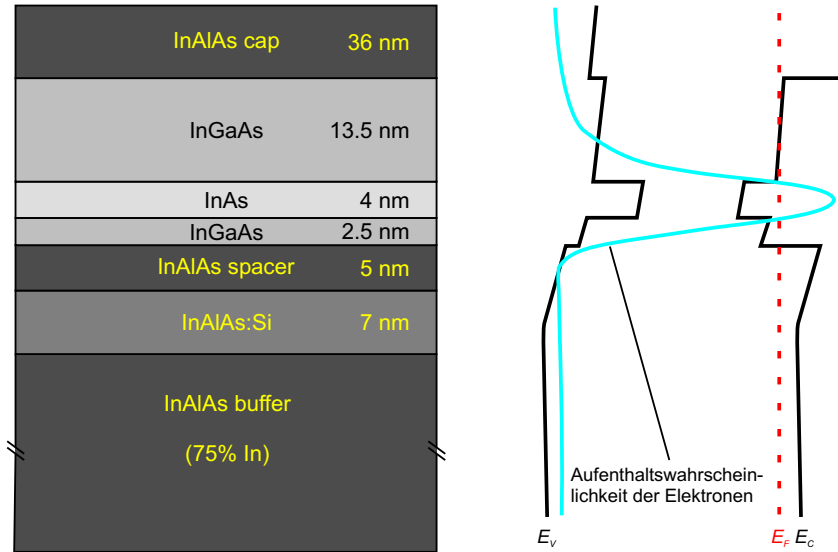


Abbildung 5.8: Links: Schichtfolge der QW-Struktur mit der höchsten Elektronenbeweglichkeit bei tiefen Temperaturen. Rechts: Zugehöriger Bandverlauf und Wellenfunktion, nach [87].

gungen zur Glättung der Oberfläche und Reduzierung von TD[85] gewachsen, dann die Wachstumstemperatur auf ca. 385°C abgekühlt und bei konstanter Al-Rate die Indiumkonzentration ohne Wachstumsunterbrechung auf 85% erhöht. Anschließend wird eine InAlAs Schicht variabler Dicke d mit reduzierter In-Konzentration von 75% aufgebracht und die Wachstumstemperatur für die aktive Schicht je nach Probe auf 455°C bis 515°C erhöht (Erhöhung nur bei Dotierung mit Si).

Um die Auswirkungen der Pufferschichten auf die Oberflächen, somit auch auf die Grenzflächenmorphologie und auf die Transporteigenschaften zu untersuchen und diese Art von Puffer für die vorhandene MBE-Anlage zu adaptieren und die Struktur zu etablieren, wurden zunächst Si-dotierte 2DEGs hergestellt. Die Transporteigenschaften wurden bei 4K, bzw. 1.4K in van-der Pauw-Geometrie durchgeführt und der Einfluss des persistenten Fotoeffekts auf Elektronendichte und Beweglichkeit untersucht. Eine Berücksichtigung der Beweglichkeitsanisotropie erfolgte hier nicht. Die Rauigkeit der Oberfläche wurde aus den AFM Daten ermittelt. Zunächst wurde die aktive Schicht bezüglich Breite des QW, Lage des eingebetteten 4nm InAs Kanals, Spacer und Lage der Dotierschicht (beidseitig, einseitig, invertiert) bei ansonsten gleichbleibender Wachstumsparameter für Puffer 1 (vgl. Abbildung 5.7) mit

einem Abstand von 400nm zwischen Puffer und aktiver Schicht variiert. Die Struktur mit der höchsten Tieftemperaturbeweglichkeit wurde für die weiteren Untersuchungen der Wachstumsbedingungen der zweiten Pufferschicht gewählt. Die aktive QW

Puffer	d (nm)	T _g (°C)	n $10^{11}(\frac{1}{cm^2})$	μ $10^3(\frac{cm^2}{Vs})$	n _{bel} $10^{11}(\frac{1}{cm^2})$	μ_{bel} $10^3(\frac{cm^2}{Vs})$	RMS [110]/[110]
2	100	501	28	8.0	35	8.7	3.18/2.58
2	100	515	24.7	8.8	30	9.8	1.55/2.75
2	200	470	23	18	27	19.6	3.00/1.98
2	50	455	17.6	100	20.7	99	3.81/1.65
2	50	400	15.6	73.6	18.8	92.7	4.79/2.70
2	38	465	19	90.5	23	91.6	4.37/4.52
1	400	395	5.8	33.6	11	77.7	2.1/1.74

Tabelle 5.2: Transporteigenschaften bei 4.2K und Oberflächenrauigkeit in Abhängigkeit vom Abstand d der aktiven Schichtfolge von der Pufferschicht und der Wachstumstemperatur T_g der aktiven QW Struktur. Es wurde stets ein invertiert dotierter 20nm breiter QW mit einem asymmetrisch eingebetteten 4nm breiten InAs Kanal und einer 7nm breiten InAlAs:Si Dotierschicht verwendet. Die Dotierung wurde bei der letzten Probe geringfügig niedriger gewählt, ist aber bei allen anderen Proben identisch. Der Spacer zwischen QW und der Dotierschicht beträgt jeweils 5nm. Die letzte Probe war als einzige nicht durch eine In_{0.75}Ga_{0.25}As-Schicht abgedeckt.

Struktur besteht wie in Abbildung 5.8 gezeigt, aus einem invertiert dotierten 20nm breiten InGaAs QW mit einem eingebetteten 4nm breiten InAs Kanal. Der Spacer zwischen der 7nm breiten InAlAs:Si Dotierschicht und dem QW beträgt 5nm. Es wurden Wachstumstemperaturen und Abstand der aktiven Schicht vom Puffer 2 mit den Ergebnissen von Puffer 1 bzgl. Oberflächenrauigkeit, Dichte und Beweglichkeit verglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Ziel dieser Versuchsreihe war es nicht vorrangig die Elektronenbeweglichkeit zu optimieren, als vielmehr die Auswirkungen des Puffers und somit auch der verbleibenden Verspannung in der QW-Struktur für ein 2D Ladungsträgersystem zu untersuchen.

Im Vergleich der Strukturen ist gut zu sehen, dass die aktive Schicht gewachsen auf Puffer 2 im Gegensatz zu Puffer 1 bei gleicher Dotierung eine viel größere Ladungsträgerkonzentration aufweist. Die Ladungsträgerkonzentration bei gleicher Dotierung hängt zudem von der Wachstumstemperatur während der Dotierung und der Verspannungssituation im Bereich des Quantenwells ab, welche durch den Abstand von der Pufferschicht verändert werden kann. Dies könnte auf verspannungsinduzierte piezoelektrische Effekte, wie bei AlGaIn/GaN Heterostrukturen bekannt, zurückgeführt werden. Diese beiden Parameter beeinflussen die Tieftemperaturbeweglichkeiten deutlich. In Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die Oberflächenmorphologien der

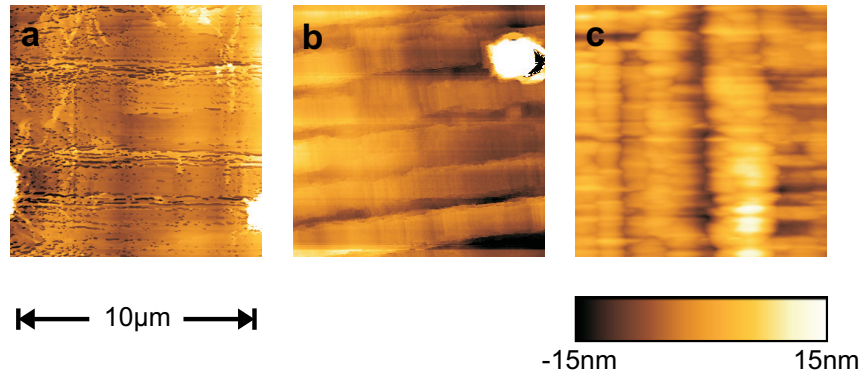


Abbildung 5.9: AFM Aufnahmen der Oberflächen der in Tabelle 5.2 gegenübergestellten Proben mit den niedrigsten Beweglichkeiten (Zeile 1-3). Die Oberfläche dieser Proben weist eher ein schuppiges Muster auf, was auf Gleitebenen hinweist, die sich zur Verspannungsrelaxierung im Kristall ausbilden.

in Tabelle 5.2 vorgestellten Proben gegenübergestellt. Aus den AFM-Aufnahmen ist klar erkennbar, dass Beweglichkeit und Oberflächenbeschaffenheit, welche auf die Kristallqualität schließen lässt, miteinander korreliert sind. In Abbildung 5.9 sind die Proben mit den niedrigsten Beweglichkeiten (Tabelle 5.2 Zeile 1 - 3) gegenübergestellt und in Abbildung 5.10 die mit den höchsten Beweglichkeiten (in Tabelle 5.2 Zeile 4-7). Im Vergleich der Oberflächenrauigkeit, die durch die RMS-Werte angegeben ist und der Beweglichkeit fällt auf, dass bei diesen beiden Werten keine Übereinstimmung festgestellt werden kann. Erst der Vergleich der Beschaffenheit der Oberflächen mittels AFM zeigt deutliche Unterschiede. Alle hochbeweglichen Proben zeigen an der Oberfläche ein deutliches, periodisches Kreuzschraffurmuster

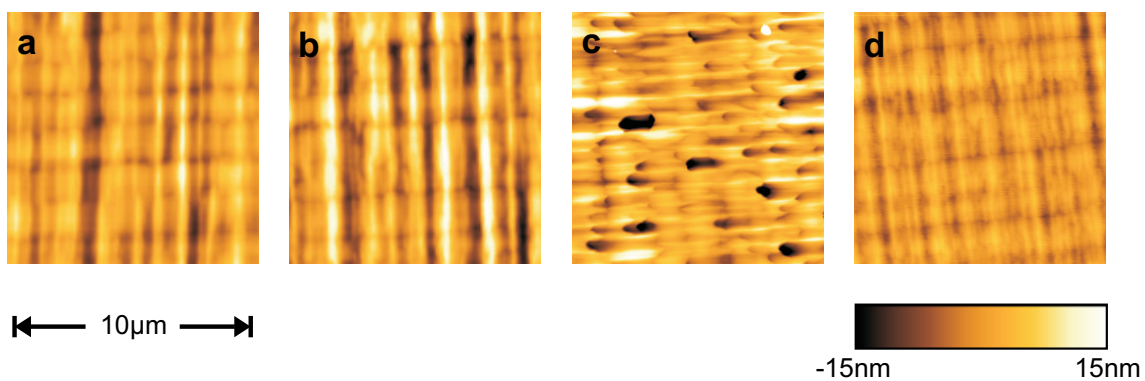


Abbildung 5.10: AFM Aufnahmen der Oberflächen der in Tabelle 5.2 gegenübergestellten Proben mit den höchsten Beweglichkeiten (Zeile 4-7). Bei allen Proben ist die für dieses Material typische periodische Kreuzschraffurmuster erkennbar.

(Abb. 5.10). Die Proben mit deutlich reduzierten Beweglichkeiten zeigen eine eher schuppige Oberfläche (Abb. 5.9), welche darauf schließen lassen, dass sich die Verspannung im Kristallgitter nicht hauptsächlich durch Misfit Dislocations sondern vermehrt durch Gleitebenen abgebaut hat. Für eine gesicherte Aussage wären jedoch weitere Untersuchungen der Kristallstruktur notwendig.

Zusammenfassend ist ersichtlich, dass die Beweglichkeit in Übereinstimmung zu den Ergebnissen von [86] von der Pufferschicht und bei den Schichten nach der Overshoot-Methode zusätzlich vom Abstand der aktiven Schicht vom Puffer, also von der verbleibenden Verspannung in der QW-Region, abhängen. Bei allen Proben konnten mit dem persistenten Fotoeffekt die Ladungsträgerdichte erhöht werden. Weiter fällt auf, dass durch vollständiges Beleuchten mit einer roten Leuchtdiode nur bei dem QW auf Puffer 1 eine deutliche Erhöhung der Beweglichkeit von $33600 \frac{cm^2}{Vs}$ auf $77000 \frac{cm^2}{Vs}$ erzielt werden konnten. Bei den QW auf Puffer 2 konnte durchwegs zwar eine Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration, jedoch ohne oder nur mit geringer Erhöhung der Beweglichkeit erreicht werden. Die Probe mit der gesamt höchsten Beweglichkeit von $100000 \frac{cm^2}{Vs}$ bei einer sehr hohen Dichte von $17.6 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ (unbeleuchtet) gewachsen auf Puffer 2, zeigt jedoch im Transport noch kein Anzeichen eines zweiten besetzten Subbandes, was bei vergleichbaren Dichten in QWs auf Puffer 1 bereits der Fall war. Die veränderte Verspannungssituation im InAs QW bei Puffer 2 hat anscheinend auch Auswirkungen auf die energetischen Abstände der Zustände im Quantentopf.

Wird berücksichtigt, dass die Dotierung insbesondere der Schichten mit Puffer 2 sehr hoch ist, und damit Streuung an ionisierten Störstellen (II Streuung) und Intersubband-Streuung die Beweglichkeit stark limitieren, sind die erreichten Werte mit den aus der Literatur bekannten Werten vergleichbar. Beide verwendeten Pufferschichten und die aktive QW-Struktur sind für weitere Transportuntersuchungen insbesondere zur Modulationsdotierung mit Mn geeignet.

5.6 Magnetotransportuntersuchungen an 2DEGs

Im folgenden Abschnitt werden die Magnetotransporteigenschaften bei tiefen Temperaturen am Beispiel der bereits vorgestellten einseitig invertiert dotierten Quantenwellstruktur gewachsen auf Puffer 1 gezeigt. Die Dichte des 2DEGs beträgt unbeleuchtet $p = 5.8 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ und die Beweglichkeit entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung $\mu = 34600 \frac{cm^2}{Vs}$ und entlang der $[110]$ -Richtung $\mu = 32500 \frac{cm^2}{Vs}$. Die Beweglichkeit ist ab einer Temperatur von ca. 1.4 K konstant und kann durch weiteres Abkühlen nicht weiter erhöht werden. Die mittleren freien Weglängen bei diesen Werten betragen entlang der $[\bar{1}10]$ Richtung $l_{[\bar{1}10]} = 0.44 \mu m$ und entlang der $[110]$ Richtung $l_{[110]} = 0.42 \mu m$. Da die dominanten Streumechanismen, II Streuung und AD Streu-

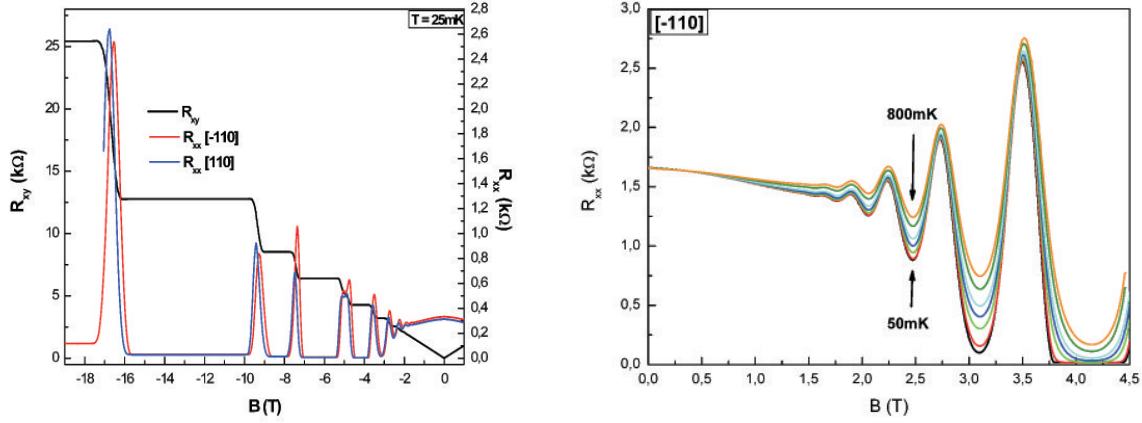


Abbildung 5.11: Transportmessung bei 25mK an einem invertiert dotierten 2DEG (Puffer 1). Im Längswiderstand ist die Anisotropie zwischen dem Transport in $[110]$ und $[-110]$ zu sehen. Im rechten Bild ist die Temperaturabhängigkeit der SdH-Oszillationen für die $[-110]$ Richtung von 50mK bis 800mK abgebildet.

ung isotrop sind, muss die Anisotropie der Beweglichkeit, andere Ursachen haben. Die IR-Streuung kann zwar anisotrop sein, spielt nach [88] bei diesen Strukturen jedoch eine untergeordnete Rolle. Ursache für die Beweglichkeitsanisotropie könnte eine lokale Variation der In-Konzentration sein, welche direkt die Bandstruktur und indirekt über Verspannungseffekte moduliert wird. Diese Inhomogenität der In-Konzentration kann dadurch bedingt sein, dass der In-Einbau während des Wachstums in lokal geringer verspannten Bereichen begünstigt wird. Da dies aber auch wie bereits erläutert bei der Entstehung des Kreuzschraffurmuster eine Rolle spielt, ist die Anisotropie der Beweglichkeit mit der Anisotropie der Grenz- und Oberflächenrauigkeit korreliert.

In Abbildung 5.11 sind zum einen Hall- und Längswiderstandes entlang der $[-110]$ - und der $[110]$ -Richtung bei $T = 25\text{mK}$ gezeigt, so wie die Temperaturabhängigkeit des Längswiderstandes entlang der $[-110]$ -Richtung im Bereich von 50mK bis 800mK. Bei diesen tiefen Temperaturen sind sowohl die Hallplateaus als auch die SdH-Oszillationen deutlich ausgeprägt. Die Beweglichkeitsanisotropie zeigt sich nicht nur beim Nullfeldwiderstand, sondern auch im Magnetowiderstandsverhalten entlang der beiden Richtungen, insbesondere bei den Maxima der SdH-Oszillationen. Aus dem Verschwinden des Längswiderstandes bei höheren Feldern kann ein parallel leitfähiger Kanal ausgeschlossen werden. Aus den temperaturabhängigen Messungen ist zum einen erkennbar, dass der Nullfeldschichtwiderstand und somit auch die Beweglichkeit im Temperaturbereich von $T=50\text{mK}$ bis $T=800\text{mK}$ temperaturunabhängig ist. Zum anderen ist die temperaturabhängige Dämpfung der SdH-Oszillationen offensichtlich.

Die bei diesen Strukturen auftretenden Quanteninterferenz-Effekte sind im Niederfeldbereich bei diesen tiefen Temperaturen messbar. Diese Effekte sind bei 200mK für die $[\bar{1}10]$ - und die $[110]$ -Richtung in Abbildung 5.12 gezeigt. In Abbildung 5.12 ist der negative Magnetowiderstand zu sehen, der im mT Bereich von einem positiven Magnetowiderstand überlagert wird. Der parabolische NMR im diffusen Regime kann auf Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückgeführt werden, welche eine Korrektur zur klassischen Drude Leitfähigkeit erfordert. Diese Korrektur ist temperaturabhängig, wie auch in Abbildung 5.11 zu sehen ist und von der Störstellenstreuzeit beeinflusst. Dieser Effekt wurde auch in hochbeweglichen GaAs/AlGaAs- und AlGaIn/GaN- Heterostrukturen beobachtet [89], [34]. Im Magnetfeldbereich weniger mT wird der NMR-Effekt größer. Dies ist ein schwacher Lokalisierung (WL) Effekt. WL beruht auf konstruktiver Interferenz zweier kohärenter Elektronenwellen, die an einer Störstelle gestreut werden und einen geschlossenen Pfad im und entgegen den Uhrzeigersinn durchlaufen. Voraussetzung ist, dass die Phasenkohärenz erhalten bleibt. Der um $B=0$ T auftretende PMR entsteht durch schwache Antilokalisierung. Aufgrund der Spin-Bahn Streuung, die im mT Bereich eine Rolle spielt, interferieren die beiden eben beschriebenen Elektronenwellen destruktiv. Dieser Effekt ist in Abbildung 5.12 vergrößert dargestellt (rechte Messung). Eine kurze Beschreibung der schwachen Lokalisierung und schwachen Antilokalisierung ist in Kapitel 2.2.7 zusammengefasst.

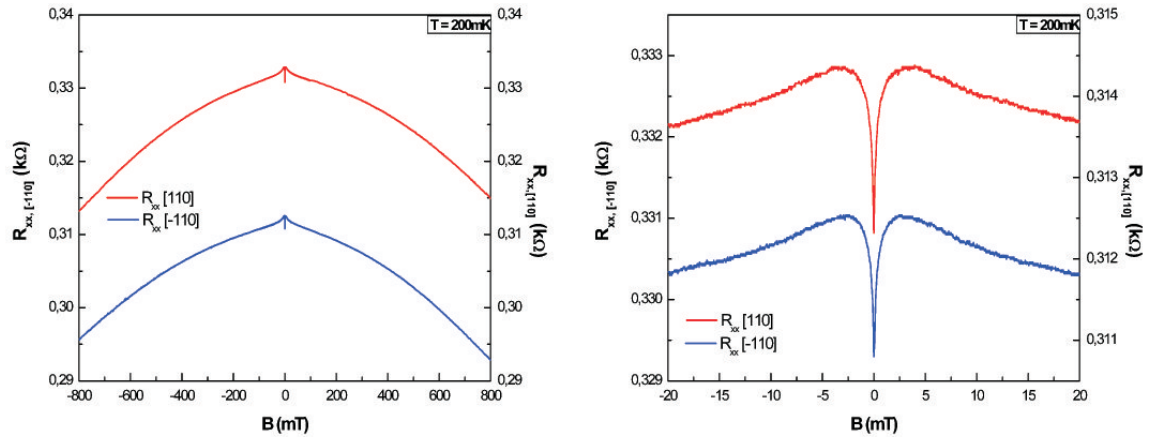


Abbildung 5.12: Längswiderstand bei 200mK am invertiert dotierten 2DEG (Puffer 1) im Niederfeldbereich. Zu sehen ist der parabolische Hintergrund und um $B=0$ T schwache Lokalisierungs-, bzw. schwache Antilokalisierungseffekte. Der Bereich der schwachen Antilokalisierung ist im rechten Bild vergrößert dargestellt.

5.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel sind die Vorarbeiten für die im nächsten Kapitel untersuchten Mn dotierten QW Strukturen zusammengefasst. Es konnte gezeigt werden, dass die Kristallqualität und Oberflächenmorphologie für Si und Mn dotierte Strukturen vergleichbar gut sind. Um den Einfluss der Verspannung testen zu können, wurde der Puffer nach der Overshoot-Methode für die verwendete MBE Anlage etabliert, sowie die Auswirkungen des Abstands zwischen Puffer und QW und Wachstumstemperatur der QW Struktur auf die Elektronendichte, Beweglichkeit und Oberflächenmorphologie untersucht. Im Vergleich zu Puffer 1 ist die 2D Ladungsträgerkonzentration bei gleicher Dotierkonzentration bei Puffer 2 deutlich höher. Die Beweglichkeit bei 4.2K konnte durch Puffer 2 von ca. $78\,000 \frac{Vs}{cm^2}$ auf ca. $100\,000 \frac{Vs}{cm^2}$ erhöht werden. Eine weitere Optimierung der Beweglichkeit und damit verbundene Anpassung der Ladungsträgerdichte wurde in dieser Arbeit nicht angestrebt, da die strukturellen Aspekte in Hinblick auf die Mn dotierten Strukturen im Vordergrund standen.

Die an einem 2DEG durchgeführten Transportmessungen bei mK Temperaturen erfolgten zum Einführen der Messmethoden und für einen späteren Vergleich mit den 2DHGs. Insbesondere interessant wird hier ein Vergleich der schwachen Lokalisierungsmessungen zwischen Elektronen- und Lochsystemen sein.

Kapitel 6

Mn modulationsdotierte InAs QW Strukturen

In diesem Kapitel werden die Resultate aus verschiedenen Magnetotransportexperimenten an unterschiedlichen Mn modulationsdotierten InAs QW Strukturen vorgestellt. Zunächst erfolgt ein Überblick über die unterschiedlichen QW Strukturen. Anschließend werden die Abhängigkeiten des bei mK Temperaturen auftretenden Metall-Isolator Übergangs (MIT¹) aufgezeigt und Erklärungsansätze skizziert. Die im QHE-Bereich sowohl im Hall- als auch im Längswiderstand auftretenden Besonderheiten werden abschließend vorgestellt und diskutiert.

6.1 Überblick über unterschiedliche Quantum Well Strukturen

Bevor die einzelnen hergestellten QW Strukturen näher vorgestellt werden, erfolgen einige Anmerkungen zu den verwendeten Messmethoden und Bezeichnungen. Die Transportmessungen wurden, sofern nicht explizit erwähnt an L-förmigen Hallbarstrukturen durchgeführt, die entlang der $\langle 110 \rangle$ Richtungen orientiert waren. Da zwischen den beiden verwendeten Strukturen ($200\mu\text{m} \times 1000\mu\text{m}$, bzw. $40\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$) keine Unterschiede festgestellt werden konnten, wird zwischen diesen nicht weiter unterschieden. Außer bei den Messungen zum MIT wurde Lock-In Technik mit einer Oszillationsfrequenz von 17Hz, einer Amplitude von 1V und einem Vorwiderstand von $1\text{M}\Omega$, bzw. $10\text{M}\Omega$, was einem Strom durch die Probe von $1\mu\text{A}$ bzw. 100nA entspricht, verwendet. Der Temperaturbereich $T > 1\text{K}$ wird als Hochtemperaturbereich bezeichnet und $20\text{mK} \leq T \leq 1\text{K}$ als Tieftemperaturbereich. Analog werden Magnetfelder $B > 2\text{T}$ als Hochfeldbereich und $B \leq 2\text{T}$ als Niederfeldbereich klassifiziert.

¹metal insulator transition

Struktur	Dot (nm)	spacer (nm)	InGaAs (nm)	InAs (nm)	InGaAs (nm)	spacer (nm)	Dot (nm)	2DHG
ssd-inv(A)	7	5	2.5	4	13.5	–	–	ja
ssd-inv(B)	7	6.5	2.5	4	13.5	–	–	ja
ssd-inv(C)	7	5	4.5	4	11.5	–	–	ja
ssd-inv(D)	7	5	–	4	–	–	–	ja
ssd-inv(E)	7	5	20	–	–	–	–	nein
ssd	–	–	13.5	4	2.5	5	7	ja
dsd(A)	7	5	2.5	4	2.5	5	7	ja
dsd(B)	7	6.5	2.5	4	13.5	6.5	7	nein

Tabelle 6.1: Überblick über alle hergestellten mit Mn modulationsdotierten QW Strukturen. Die letzte Spalte gibt an, ob sich bei geeigneter Dotierung bei 4.2K ein 2DHG ausbildet.

Wenn die Orientierung des bei den Transportmessungen angelegten Magnetfeldes nicht explizit angegeben ist, ist dieses senkrecht zum QW angelegt. In Tabelle 6.1 werden die unterschiedlichen QW Strukturen, insbesondere die genauen Schichtfolgen vorgestellt und deren Bezeichnungen angegeben.

Als erstes fällt auf, dass sich bei der QW Struktur ssd-inv(E) ohne eingebetteten InAs QW kein zweidimensionales Ladungsträgersystem ausbildet, ebenso wie bei den Strukturen, bei denen der Abstand zwischen Dotierschicht und InAs-Kanal zu groß wird. Diese Strukturen wurden bereits weit oberhalb von $T=100\text{K}$ isolierend. Um die Dotierkonzentration der Dotierschicht bestimmen zu können, wurde eine 50nm dicke (In,Al,Mn)As Schicht ohne QW gewachsen. Diese Schicht wurde jedoch ebenfalls oberhalb von $T = 100\text{K}$ isolierend, so dass die Dotierkonzentration in der (In,Al,Mn)As Schicht nicht angegeben werden kann. Aus der Mn-Flussratenbestimmung bei der GaMnAs RHEED-Eichung kann eine Obergrenze der Dotierkonzentration mit weniger als 1% abgeschätzt werden. Aus diesem Grund wird im Folgenden bei jeder Struktur die Temperatur der Mn-Zelle, bei der die (In,Al,Mn)As Schicht gewachsen wurde zum Vergleich angegeben. Die Angabe *alt* bezieht sich dabei auf die ersten hergestellten Strukturen, die bei ausgehendem Mn-Quellenmaterial hergestellt worden sind. Magnetisierungsmessungen mittels SQUID an ausgewählten Proben haben bei $T=5\text{K}$ paramagnetisches Verhalten gezeigt. Bei tieferen Temperaturen konnten bisher keine Magnetisierungsmessungen durchgeführt werden.

In Abbildung 6.1 sind oben Magnetotransportmessungen bei 1.7K exemplarisch an den Strukturen ssd (833) und unten an ssd-inv(A) (alt) (unten) gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass die Mn-dotierten QWs bezüglich ihres Verhaltens in zwei Kate-

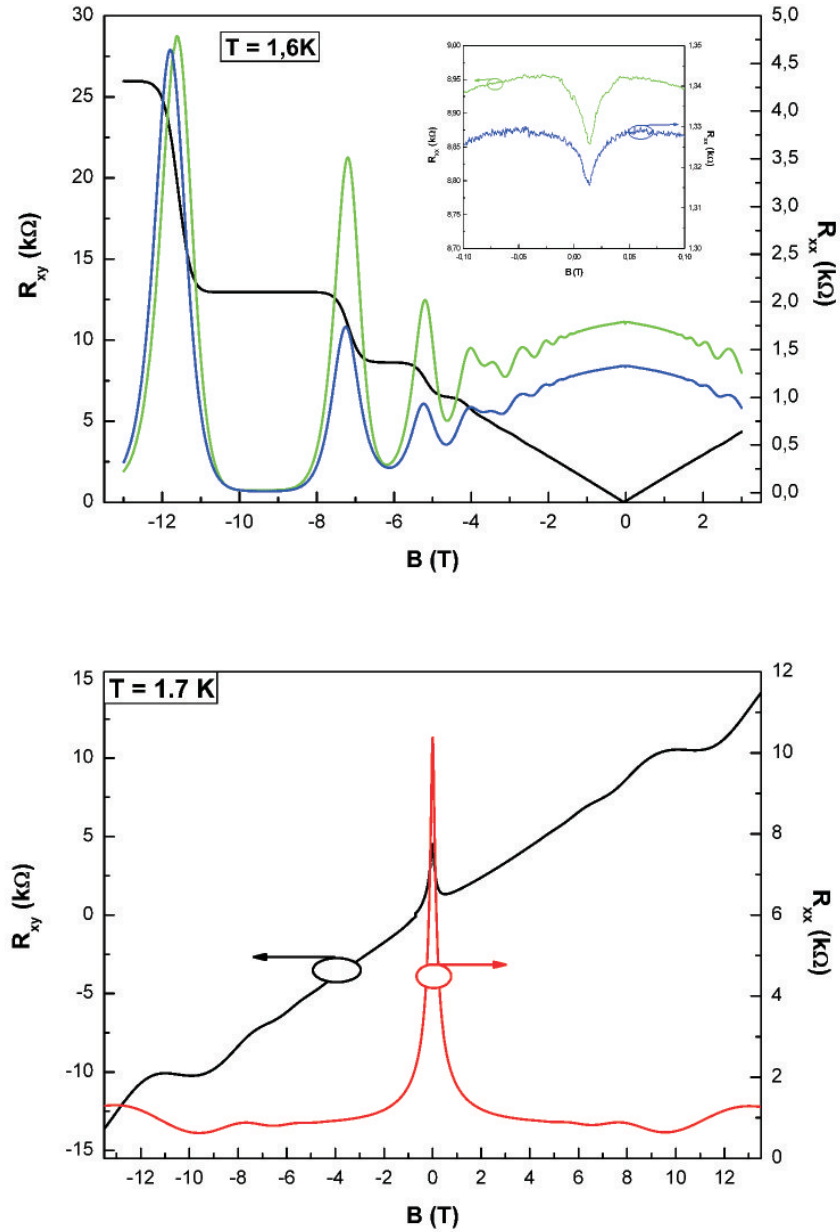


Abbildung 6.1: Magnetotransportuntersuchung bei 1.6K, bzw. 1.7K an einer ssd Struktur (oben) und einer ssd-inv(A) Struktur (unten). Im Verhalten um $B=0$ T unterscheiden sich die beiden Strukturen wesentlich. Im Längswiderstand zeigt die ssd Struktur schwache (Anti-)Lokalisierungseffekte, die ssd-inv(A) starke Lokalisierung.

gorien eingeteilt werden können. Bei der ersten Kategorie wird zuerst der InAs QW gewachsen und anschließend die Dotierschicht, was der ssd Struktur entspricht. Die zweite Kategorie sind alle Strukturen, bei denen eine Dotierschicht vor dem QW gewachsen wird, also alle invertiert dotierten (ssd-inv) und alle beidseitig dotierten (dsd) Strukturen. Gemeinsamkeiten beider Kategorien sind der positive Hallkoeffizient und die Ausbildung von Hallplateaus und SdH Oszillationen, die nachweisen, dass sich ein zweidimensionales Lochsystem gebildet hat. Außerdem können Anisotropien der Beweglichkeit und des Magnetowiderstandes der $\langle 110 \rangle$ Richtungen, die bereits von den Si-dotierten 2DEGs bekannt sind, bei beiden Kategorien beobachtet werden.

Der Hauptunterschied liegt im Verhalten um $B=0T$. Bei der ssd Struktur treten schwache Lokalisierung- (WL) und schwache Antilokalisierungseffekte (WAL) auf. Bei allen anderen Proben ist das System um $B=0T$ lokalisiert. In den folgenden Abschnitten werden die Besonderheiten der einzelnen Strukturen detailliert vorgestellt.

6.2 Nicht invertiert dotierte QW-Strukturen

Abbildung 6.2 zeigt die Magnetotransportkurven bei 50mK für die normal dotierte Probe ssd (833). In den SdH-Oszillationen und den Hallplateaus wird die Landauquantisierung sichtbar, die ab $B \approx 1.5\text{T}$ auftritt. Bei dieser Temperatur verschwindet der Längswiderstand bereits bei Füllfaktor $\nu = 3$ und die Übereinstimmung der Ladungsträgerdichte aus Steigung der Hallgerade und der Periodizität der SdH Oszillationen sowie dem Verschwinden des Längswiderstands zeigen, dass kein paralleler leitfähiger Kanal, weder in der Dotierschicht, noch durch ein zweites besetztes Subband vorhanden ist. Auffällig bei dieser Probe ist die große Anisotropie bei Be-

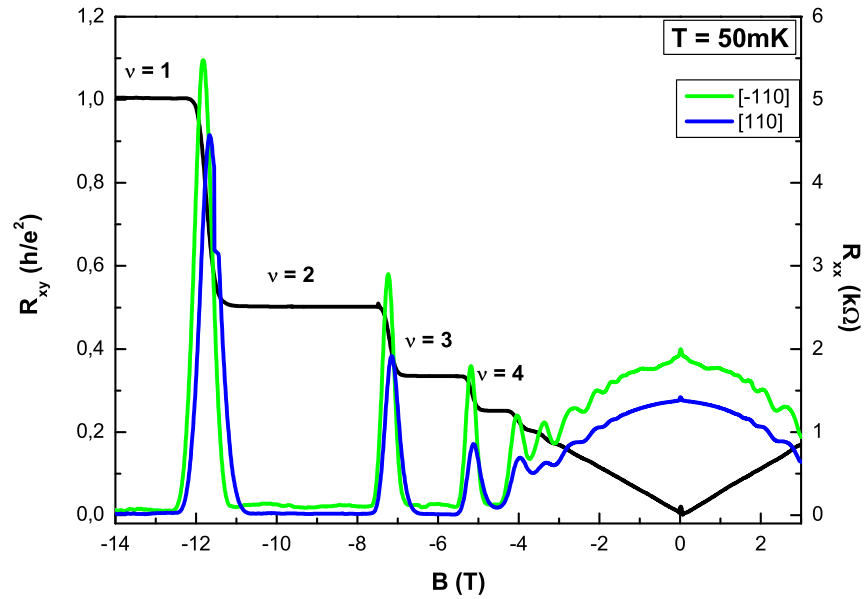


Abbildung 6.2: Magnetotransportmessungen an einer ssd Struktur. Die Messung bei 50mK zeigt im Hallwiderstand ausgeprägte Hallplateaus und im Längswiderstand SdH-Oszillationen. Die Beweglichkeit und der Magnetowiderstand entlang der beiden $\langle 110 \rangle$ -Richtungen ist anisotrop.

weglichkeit und MR-Verhalten im Längswiderstand zwischen den $\langle 110 \rangle$ Richtungen. Bei einer Lochdichte von $p = 4.4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ beträgt die Beweglichkeit entlang der $[\bar{1}10]$ Richtung $\mu_{[\bar{1}10]} = 11200 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und entlang der $[110]$ Richtung $\mu_{[110]} = 8300 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Der Unterschied in den Beweglichkeiten beträgt 26%.

Temperaturabhängige Messungen des Längswiderstands entlang der $[110]$ Richtung im Temperaturbereich von 50mK bis 800mK sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Der

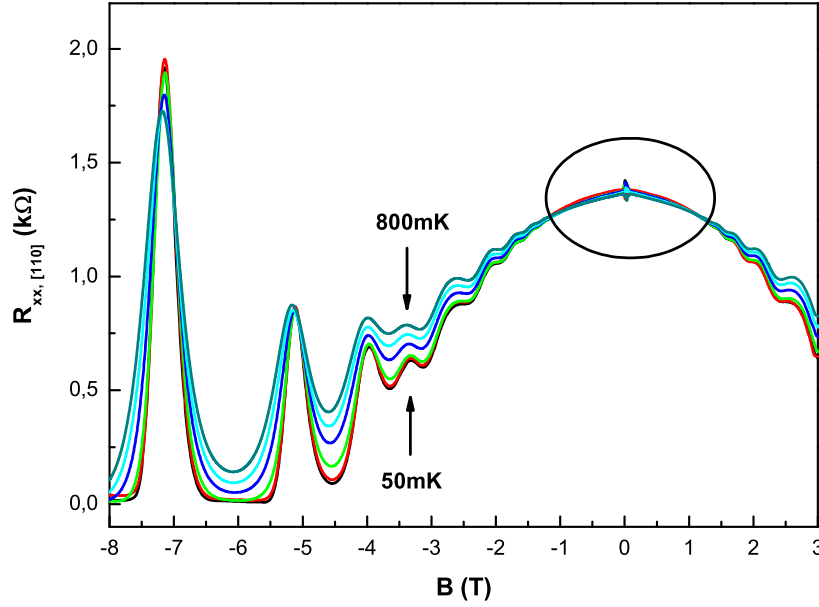


Abbildung 6.3: Temperaturabhängige Transportmessungen an einer ssd Struktur. Der Längswiderstand (entlang der [110] Richtung) zeigt die typische Temperaturabhängigkeit. Der ebenfalls temperaturabhängige parabolische Hintergrund im Niederfeldbereich weist auf h-h Wechselwirkung hin.

starke parabolische negative Magnetowiderstand im Bereich von ± 3 T kann einer Loch-Loch (h-h) Wechselwirkung zugeordnet werden. Die h-h Wechselwirkung wird durch die Störstellenstreuzeit dominiert. Dieser parabolische Hintergrund wird mit steigender Temperatur flacher.

Die Temperaturabhängigkeit ist auch bei den SdH-Oszillationen beobachtbar. Mit steigender Temperatur werden die Amplitude und die Maximalwerte der Oszillationen reduziert und das Verschwinden des Längswiderstands verschiebt sich zu höheren Magnetfeldstärken. Diese temperaturabhängige Dämpfung der Einhüllenden der SdH-Oszillationen ermöglicht es für feste Magnetfeldwerte die effektiven Massen abzuschätzen. Bei dieser Probe sind die effektiven Massen für beide Kristallrichtungen magnetfeldabhängig, was durch zunehmende Nichtparabolizität des HH-Bandes für größere k -Werte begründet werden kann. Durch lineare Extrapolation der Werte der effektiven Masse, kann diese für $B=0$ T abgeschätzt werden. Für die $[\bar{1}10]$ Richtung erhält man $m_{eff, [\bar{1}10]} \approx 0.13m_0$ und für die $[110]$ Richtung $m_{eff, [110]} \approx 0.17m_0$, was im Vergleich zum Wert für reines InAs ($m_{hh} = 0.41m_0$) deutlich leichter ist. Die

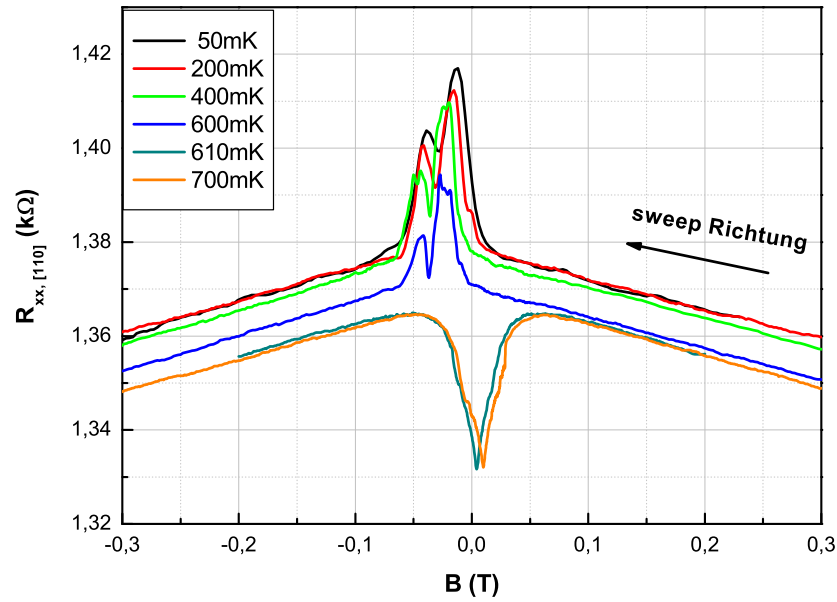


Abbildung 6.4: Temperaturabhängige Quanteninterferenzeffekte um $B=0\text{T}$ entlang der $[110]$ -Richtung. Zwischen 610mK und 600mK findet ein Übergang von schwacher Antilokalisierung zu einem schwachen Lokalisierungseffekt statt.

Anisotropie zwischen den beiden Richtungen beträgt 23.5% , was im Rahmen der Unsicherheit gut mit der Beweglichkeitsanisotropie von 26% übereinstimmt. Für beide Richtungen existiert ein universeller Widerstandswert, d.h. für alle Temperaturen schneiden sich die Kurven bei einem Magnetfeldwert (s. Abbildung 6.3).

In Abbildung 6.4 ist der Niederfeldbereich vergrößert aufgetragen. Der Graph zeigt im Temperaturbereich von 50mK bis 800mK bei gleicher Sweeprichtung des Magnetfeldes schwache Lokalisierungseffekte. Für Temperaturen $T \geq 610\text{mK}$ wird der Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung durch den positiven Magnetowiderstand bis ca. 40mT sichtbar. Dies sind schwache Antilokalisierungseffekte. Im Vergleich zum WAL-Effekt bei den Si-dotierten 2DEGs, bei denen der PMR bis 3mT auftritt, ist er bei den 2DHGs ausgeprägter. Zwischen 600mK und 610mK wird aus dem PMR ein negativer Magnetowiderstand, der zusätzliche Zacken aufweist. Dieser Effekt steigt mit sinkender Temperatur. Das Auftreten des Effektes verschiebt sich mit sinkenden Temperaturen zu größeren Magnetfeldstärken. In Abbildung 6.5 ist dieser Effekt bei 200mK für beide Sweeprichtungen des Magnetfeldes gezeigt. Hier ist deutlich

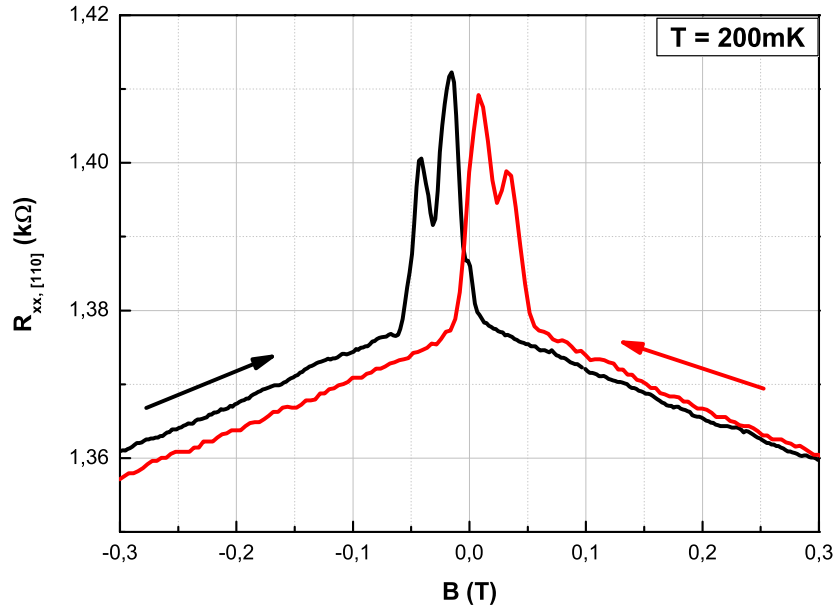


Abbildung 6.5: Transportmessung im Niederfeldbereich bei $T=200\text{mK}$ für beide Magnetfeldsweep-Richtungen. Dieser Effekt zeigt hysteretisches Verhalten.

zu erkennen, dass dieser Effekt eine Hysterese bezüglich des angelegten Magnetfeldes aufweist. Der Wechsel von schwacher Antilokalisierung zu dieser hysteretischen schwachen Lokalisierung kann durch die Wechselwirkung der magnetischen Momente der Mn-Ionen mit den Spins der Löchern im QW verursacht werden. Ab 600mK weicht bei vergleichbaren Magnetfeldwerten auch der Hallwiderstand vom linearen Verhalten ab und ein minimales Rauschen erscheint. Der scharfe Übergang zwischen 600mK und 610mK weist auf einen Phasenübergang hin, z.B. von paramagnetischer zu ferromagnetischer oder antiferromagnetischer Ordnung. Eine Überlagerung der WAL mit der WL unterhalb von 600mK scheint nicht stattzufinden, da die Effektgrößen vergleichbar sind. Die diese schwachen Lokalisierungseffekte verursachenden Mechanismen bleiben jedoch ungeklärt.

6.3 Invertiert und beidseitig dotierte QW-Strukturen

Im folgenden Abschnitt werden alle invertiert und beidseitig dotierten QW Strukturen vorgestellt und die Resultate aus den Transportmessungen bei höheren Temperaturen ($T > 1\text{K}$) gegenübergestellt. Dabei werden die Auswirkungen von Mn Dotierkonzentration, Temperatur, Verspannung und Magnetfeld betrachtet. Vorab ist

Struktur	Puffer	MnT (°C)	Dichte $10^{11}(\text{cm}^{-2})$	2DHG	MR(0T)
ssd-inv(A)	1	alt	4.3	ja	NMR
dsd(A)	1	alt	7.6	ja	NMR
ssd-inv(A)	1	≥ 852		nein	iso
ssd-inv(A)	1	842	11.2	ja	PMR
ssd-inv(A)	1	837	11.8	ja	PMR
ssd-inv(A)	1	833	10.8	ja	NMR
ssd-inv(A)	2	833	14.5	ja	NMR
ssd-inv(B)	1	833	6.8	ja	NMR
ssd-inv(C)	1	833	5.2	ja	NMR
dsd(A)	1	833	14.8	ja	PMR
ssd	1	833	4.4	ja	WL/WAL
ssd-inv(A)	1	828	9.5	ja	NMR
ssd-inv(A)	1	820	7.8	ja	NMR
ssd-inv(A)	1	810	6.3	ja	NMR
ssd-inv(D)	1	810	12	ja	NMR
ssd-inv(A)	1	803	5.0	ja	NMR
ssd-inv(A)	1	790	4.3	ja	NMR

Tabelle 6.2: Dichte aus den SdH-Oszillationen und Verhalten um $B=0\text{T}$ bei $\approx 1.6\text{K}$ in Abhängigkeit von Mn Konzentration für unterschiedliche QW Strukturen und Magnetowiderstandverhalten im Niederfeldbereich.

zu erwähnen, dass eine zu große Mn-Konzentration in der Dotierschicht die Entstehung eines zweidimensionalen Ladungsträgersystems verhindert. Diese Proben werden vielmehr bereits weit oberhalb von $T=100\text{K}$ isolierend. In Tabelle 6.2 sind das Magnetowiderstandverhalten und die Ladungsträgerdichte, bestimmt aus den SdH-Oszillationen, in Abhängigkeit von der Struktur und der Dotierkonzentration zusammengefasst. Der Einfluss der Dotierkonzentration auf den Magnetowiderstand bei 4.2K ist in Abbildung 6.6 exemplarisch für die $[\bar{1}10]$ Richtung an der Struktur ssd-inv(A) gezeigt. Der Schichtwiderstand sinkt mit abnehmender Dotierkonzentration deutlich und auch der NMR ist bei Proben mit geringerer Mn-Dotierung weniger

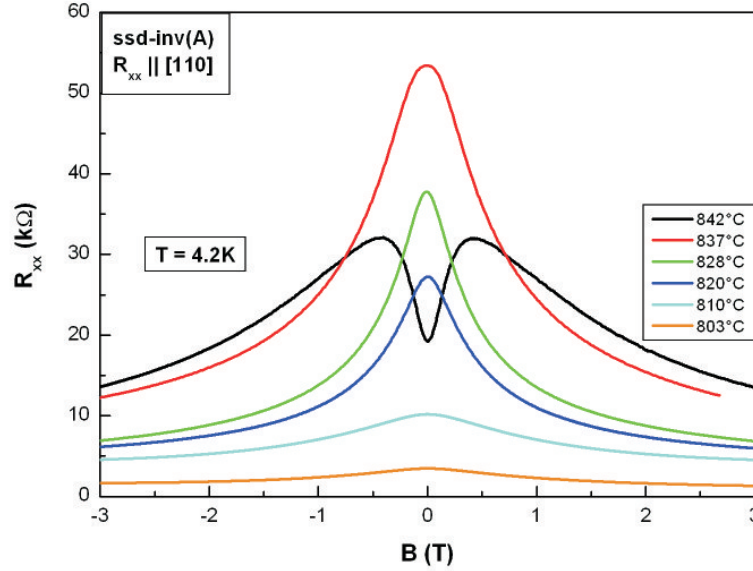


Abbildung 6.6: Magnetowiderstand bei 4.2K für ssd-inv(A) gewachsen auf Puffer 1 für unterschiedliche Mn Konzentrationen in der InAlAs:Mn Schicht.

stark ausgeprägt. Diese Proben gehen bei niedrigeren Magnetfeldwerten von lokalisiertem Zustand in einen leitfähigeren Zustand über. Einzig die am höchsten dotierte Probe zeigt um $B=0\text{T}$ positiven Magnetowiderstand und erst mit zunehmenden Magnetfeld negativen Magnetowiderstand. Bei den Proben mit einer geringeren Mn-Konzentration ist die Landauquantisierung bereits bei niedrigeren Magnetfeldern beobachtbar. Die Lochkonzentration konnte durch Reduzierung der Mn-Dotierung z.B. bei Struktur ssd-inv(A) von $11.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf $4.3 \cdot 10^{11}$ reduziert werden. Bei dieser Struktur kann die Dichte durch Dotierung nicht weiter erhöht werden, da die Proben bei Erhöhung der Mn-Konzentration isolierend werden.

Die Abhängigkeit von der Pufferschicht wurde mit Struktur ssd-inv(A) (833) getestet. Wie schon bei den Si-dotierten QW Strukturen, scheint sich auch bei den Mn dotierten 2DHGs die Dotiereffizienz durch die Veränderung der Verspannungssituation mittels Puffer 2 zu erhöhen. Bei gleicher Mn-Zelltemperatur hat die Probe mit Puffer 1 eine Lochkonzentration von $p = 10.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, wohingegen die Probe mit Puffer 2 eine Lochdichte von $p = 14.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aufweist. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden beide Proben unmittelbar hintereinander hergestellt, um Variationen der Elementzusammensetzung der Schichten durch Variation der Mn-, Ga-, In- und Al Flüsse zu vermeiden. In Abbildung 6.7 sind die Transportmessungen bei 1.6K an den beiden Proben gezeigt. Durch Puffer 2 sollte wie bereits beschrieben die kom-

pressive Verspannung des InAs QW deutlich reduziert sein, jedoch steigt bei den Mn-modulationsdotierten Proben die Lokalisierung im Vergleich zur Struktur mit Puffer 1. Durch die Lokalisierung sind die SdH-Oszillationen kaum noch erkennbar. Auch das Verhalten des Magnetowiderstandes im Niederfeldbereich unterscheidet sich. Bei der Probe auf Puffer 1 ist ausschließlich negativer Magnetowiderstand zu sehen, bei der Probe auf Puffer 2 ist zunächst der positive Magnetowiderstand stark ausgeprägt, mit einem Wechsel zum NMR bei ca. 1.5T. Dass dieser Übergang von NMR zu PMR nicht ausschließlich von der 2D Ladungsträgerkonzentration abhängt zeigt Struktur ssd-inv(D) (810) gewachsen auf Puffer 1. Diese zeigt bei einer Dichte von $p = 12 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ keinen PMR, nur NMR, der Lokalisierungseffekt ist gering und die Landauquantisierung bereits bei geringen Magnetfeldstärken deutlich ausgeprägt.

Bei allen hergestellten invertiert oder beidseitig dotierten InAs QWs ist sowohl der Nullfeldschichtwiderstand also auch die 2D Ladungsträgerdichte stark temperaturabhängig. Werden die Proben von Zimmertemperatur auf Heliumtemperatur abgekühlt, sinkt der Widerstand zunächst, bis er abhängig von den einzelnen Proben zwischen 40K und 70K ein Minimum erreicht und um danach stark anzusteigen. Dieser Anstieg ist für einige Proben in Abbildung 6.8 dargestellt. Dieses Verhalten entspricht dem eines Metall-Isolator Überganges (MIT). Mit steigender Temperatur wird auch der Lokalisierungseffekt geringer, der im Bereich des Widerstandsminimums fast ganz verschwindet, was ebenfalls im Übergang vom NMR zum PMR bei höheren Temperaturen gekennzeichnet ist. Beide Effekte betragen in diesem Temperaturbereich nur wenige Prozent. Bei den in Abbildung 6.8 gezeigten temperaturab-

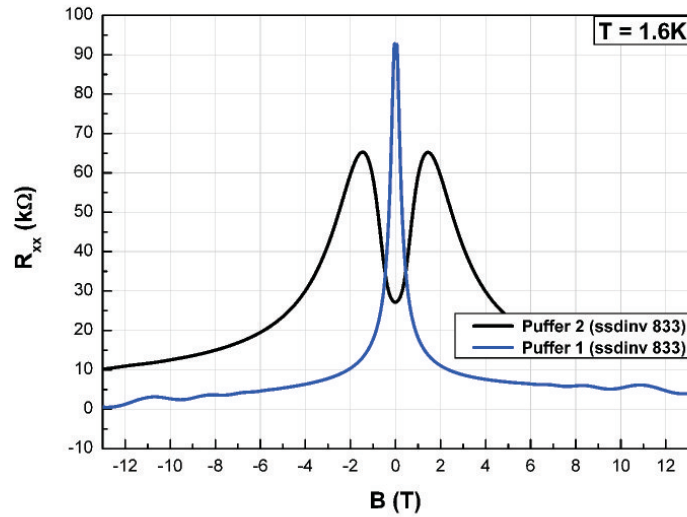


Abbildung 6.7: Magnetowiderstand bei 1.6K für ssd-inv(A) (833) gewachsen auf Puffer 1 (blau) und Puffer 2 (schwarz).

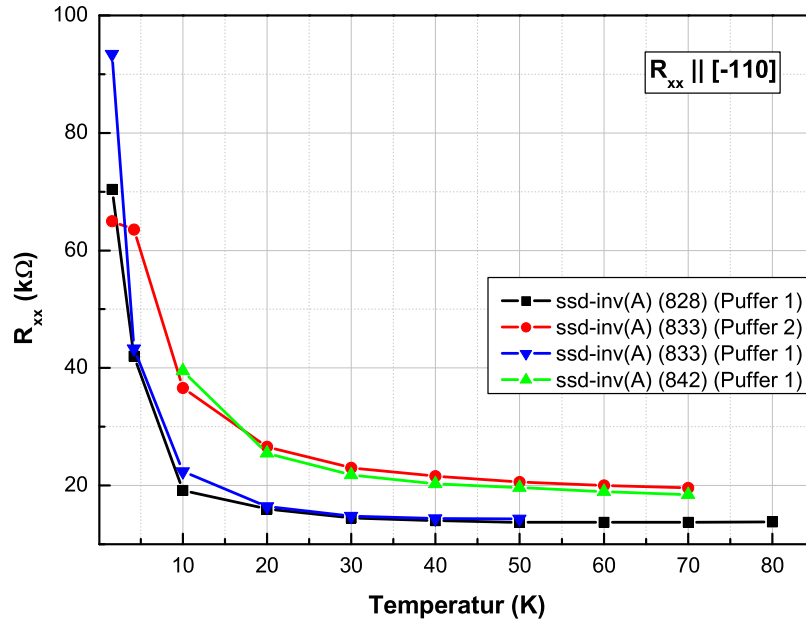


Abbildung 6.8: Temperaturabhängiger Nullfeldschichtwiderstand entlang der $[110]$ Richtung von 1.7K bis 80K für einige invertiert dotierte Strukturen.

hängigen Widerstandsverläufen sind zwei unterschiedliche Skalierungen zu erkennen, die mit dem MR Verhalten bei 4.2K korreliert sind. Die Proben ssd-inv(A) (842) auf Puffer 1 und ssd-inv(A) (833) auf Puffer 2 zeigen gleiches Verhalten beim temperaturabhängigen Widerstand als auch positiven MR bei 4.2K. Dagegen zeigen die beiden Proben ssd-inv(A) (833) und (828) auf Puffer 1 gleiches temperaturabhängiges Verhalten und NMR bei 4.2K. Dies weist darauf hin, dass jeweils gleiche Streumechanismen das Widerstandsverhalten bedingen.

Da bei den höheren Temperaturen die SdH-Oszillationen verschwinden, wurde in diesem Temperaturbereich die 2D-Ladungsträgerdichte aus der Steigung der Hallgeraden ermittelt. Abbildung 6.9 (oben) demonstriert am Beispiel von dsd(A) (alt) die Temperaturabhängigkeit der Hallmessung im Bereich von 4.2K bis 40K. Das lokale Extrema bei 4.2K (schwarze Kurve) um $B=0T$ ist mit dem großen Widerstandsanstieg im Längswiderstand korreliert. Die Steigung der Hallgeraden nimmt mit zunehmender Temperatur ab, was einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte entspricht. Die temperaturabhängige Ladungsträgerdichte ist für einige Proben in Abbildung 6.9 (unten) verglichen. Bei den Proben mit Puffer 1 scheint ein linearer Zusammenhang zu bestehen mit ähnlicher Steigung bei allen Proben. Dies lässt den Schluss zu,

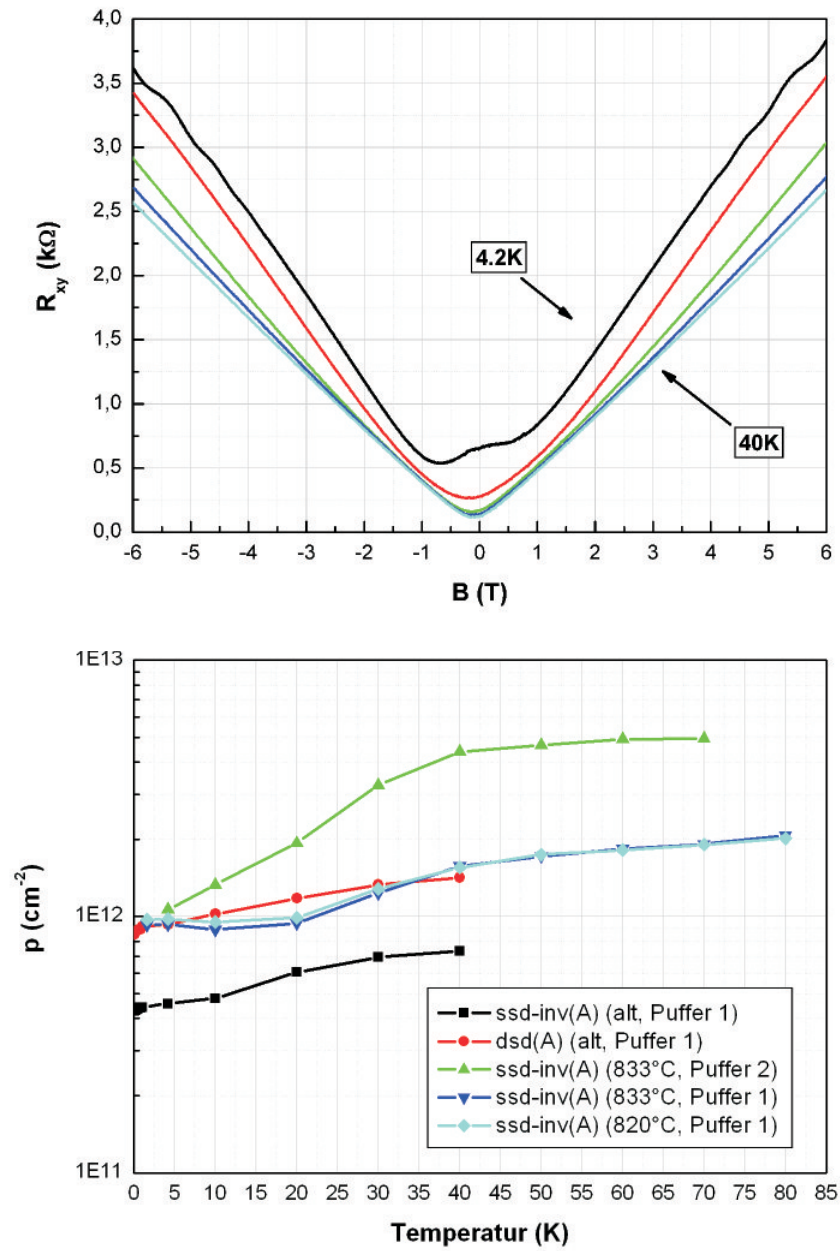


Abbildung 6.9: Reduzierung der Steigung der Hallgerade durch Temperaturerhöhung für dsd(A) (alt) (oben). Daraus bestimmter temperaturabhängiger Anstieg der Lochdichte im 2DHG für verschiedene Strukturen (unten).

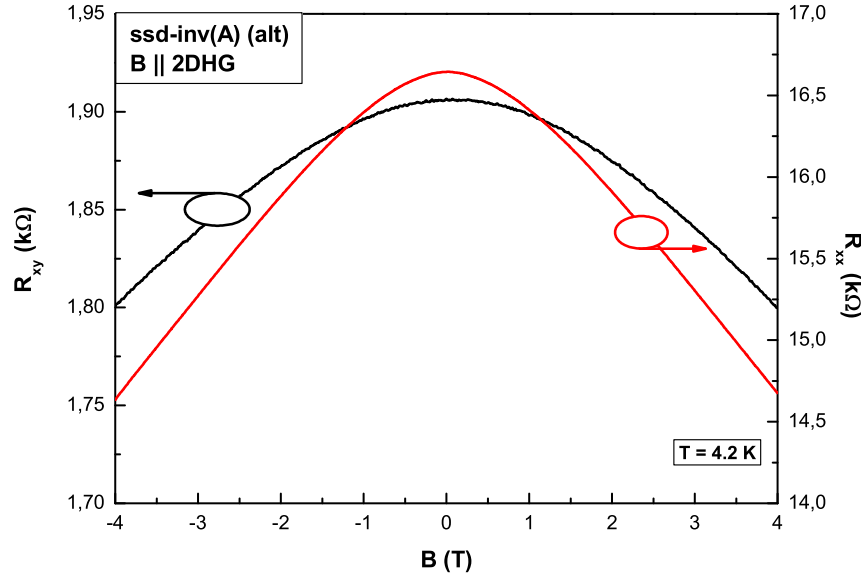


Abbildung 6.10: Transportmessung mit zum 2DHG parallelem Magnetfeld bei 4.2K an ssd-inv (A) (alt).

dass diese Ladungsträger durch thermische Aktivierung frei werden und unabhängig von QW Struktur und Dotierkonzentration sind. Bei Puffer 2 ist kein linearer Zusammenhang erkennbar und die Erhöhung der Ladungsträgerdichte ist bis ca. 40K viel größer als bei den Strukturen auf Puffer 1.

Ergänzend wurden Transportmessungen mit parallel zum 2DHG orientiertem Magnetfeld durchgeführt, um orbitale Effekte von der reinen Spinaufspaltung zu trennen. In Abbildung 6.10 sind diese Transportmessungen von Hall- (schwarz) und Längswiderstand (rot) an ssd-inv(A) (alt) bei 4.2K gezeigt. Bei beiden erscheint negativer Magnetowiderstand, der jedoch weder in Form, noch in der Effektgröße mit den Messungen bei orthogonal angelegtem Magnetfeld übereinstimmt. Bei den Mn-modulationsdotierten 2DHGs (M2DHGs) sind demnach Spin-Bahn Effekte für die magnetoresistiven Effekten hauptsächlich verantwortlich. Dies steht im Gegensatz zu den magnetischen 2DEGs, bei denen ein ausgeprägter positiver Magnetowiderstand auftritt, der von der Orientierung des angelegten Magnetfeldes unabhängig ist [90]. Bei den M2DEGs werden daher als fundamentale Ursachen für das Magnetowiderstandsverhalten Spineffekte angegeben.

6.4 Transport an invertierten Strukturen im mK Bereich

Dieser Abschnitt widmet sich allen Transportmessungen, die bei mK Temperaturen an den invertiert und beidseitig dotierten Strukturen durchgeführt worden sind. Wie in Abbildung 6.11 exemplarisch für Probe ssd-inv(A) (alt) zu sehen ist, kön-

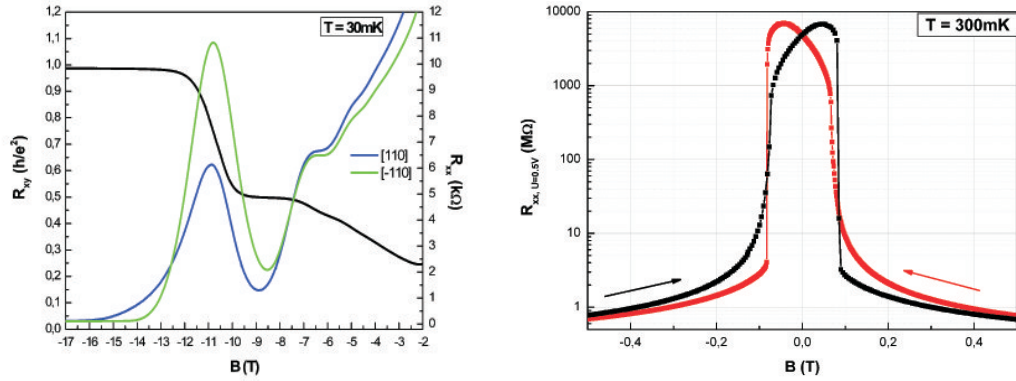


Abbildung 6.11: Transportmessungen im mK Bereich an ssd-inv(A) (alt). Im Hochfeldbereich bei 30mK (links) sind im Längswiderstand ausgeprägte SdH-Oszillationen und Anisotropie der $\langle 110 \rangle$ Richtungen im Magnetowiderstand zu sehen und Hallplateaus im Hallwiderstand. Magnetotransportmessungen in 2-Punktgeometrie bei 300mK zeigen hysteretische Verhalten mit Sprüngen beim MIT.

nen Messungen an diesen bezüglich des angelegten Magnetfeldes in zwei Bereiche aufgeteilt werden. Der Hochfeldbereich gemessen bei $T=30\text{mK}$ ist im linken Graph gezeigt. Im Längswiderstand sind SdH-Oszillationen ausgeprägt und er verschwindet bei ca. 14T. Im Hallwiderstand wird die Landauquantisierung in den gut ausgeprägten Hallplateaus sichtbar und für den Füllfaktor $\nu = 1$ wird die Klitzingkonstante erreicht. Das Magnetowiderstandsverhalten ist wie bisher bei allen QW Strukturen anisotrop bezüglich der $\langle 110 \rangle$ Richtungen. Wird die Magnetfeldstärke reduziert, steigt der Widerstand stark an. Im rechten Bild ist der Magnetowiderstand gemessen bei $T=300\text{mK}$ im Niederfeldbereich für beide Magnetfeldsweeprichtungen zu sehen. Wird der Betrag des Magnetfeldes erniedrigt, steigt der Widerstand rapide und erreicht Werte von bis zu mehreren $10G\Omega$. Nach dem Wechsel der Polarität des Magnetfeldes springt der Widerstand bei einem bestimmten Magnetfeldwert über mehrere Dekaden in den $M\Omega$ Bereich und fällt weiter bis die Landauquantisierung in Längs- und Hallmessung erneut sichtbar wird. Dieser Effekt zeigt zudem eine Hysterese bezüglich des Magnetfeldes.

Dieser vom externen Magnetfeld gesteuerte Metall-Isolator Übergang wird im Folgenden näher untersucht.

6.4.1 Metall-Isolator Übergang

Widerstandsmessungen im höheren $G\Omega$ Bereich können nicht mehr in der gewohnten Vierpunktgeometrie durchgeführt werden. Aufgrund des endlichen Eingangswiderstands von Lock-In Verstärkern können mit diesen an derartig hochohmigen Proben keine ac-Messungen durchgeführt werden. Aber auch mit allen zur Verfügung stehenden Stromquellen konnte im Widerstandsbereich von mehreren $G\Omega$ kein konstanter Strom in die Probe eingeprägt werden. Es wurde stattdessen, wie in Abbildung 6.12

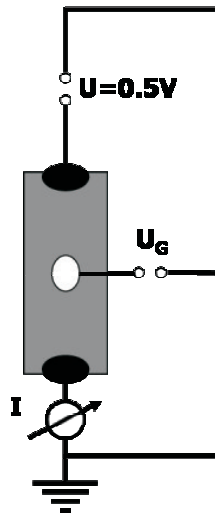


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der dc-Zweipunktmessanordnung. Bei konstanter Spannung wird der Probenstrom gemessen. Zusätzlich kann eine Gatespannung angelegt werden.

schematisch dargestellt, eine dc Zweipunktgeometrie verwendet, bei der an die Probe eine konstante Spannung angelegt und mit einem Picoammeter der durch die Probe fließende Strom gemessen wird. Die Grenzen dieser Messkonfiguration liegt, abhängig von der angelegten Spannung, maximal im niedrigen $T\Omega$ Bereich.

Um den magnetfeldabhängigen MIT zu bestätigen, Artefakte wie schlechte Kontakte auszuschließen und zusätzlich einen geeigneten Spannungsbereich für die eben beschriebene Transportmessmethode zu finden, wurden zunächst mit einem HP Parameteranalyzer in Abhängigkeit eines senkrecht zum QW angelegten Magnetfeldes Strom-Spannungskennlinien aufgenommen. Diese sind in Abbildung 6.13 am Beispiel von $ssd\text{-}inv(A)$ (alt) dargestellt. Diese Kurven bestätigen das Verhalten aus den Transportuntersuchungen sehr gut und zeigen, dass durch Anlegen eines Magnetfeldes

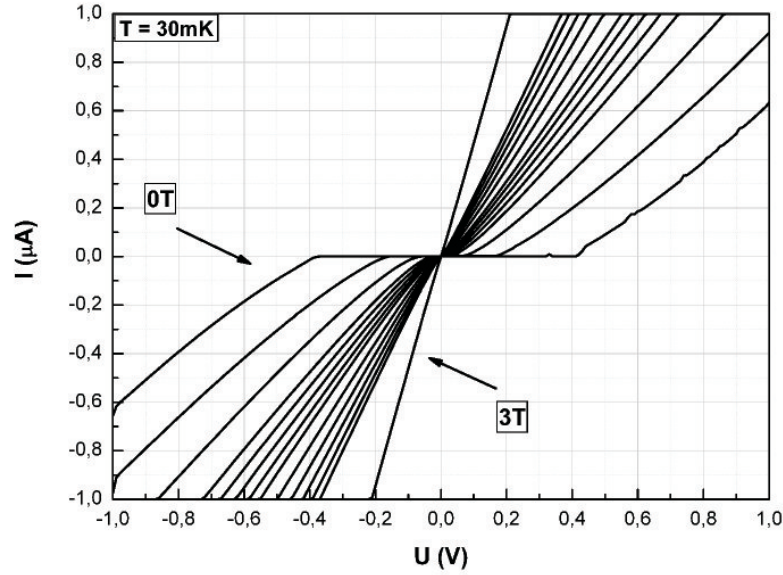


Abbildung 6.13: U-I Kennlinie von ssdinv(A) (alt) bei 30mK in Abhängigkeit eines senkrecht zum QW angelegten Magnetfelds.

des die Probe von einem isolierenden zu einem gut leitenden Zustand mit ohmschen Kontaktverhalten überführt werden kann. Für die dc-Transportmessungen wurde aus diesen Daten für alle weiteren Untersuchungen eine konstante Spannung von 0.5V gewählt.

Um die Mechanismen dieses MIT zu ergründen, wurden die Abhängigkeiten von der Orientierung des Magnetfeldes, von der Ladungsträgerkonzentration und von Temperatur näher beleuchtet.

Winkelabhängigkeit

Zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit wurde die Probe im Magnetfeld um eine Achse parallel zur [110] Richtung gedreht. Die Transportmessungen wurden in der eben beschriebenen Zweipunktgeometrie bei $T=40\text{mK}$ durchgeführt. In Abbildung 6.14 ist der Betrag des Magnetfeldwertes ($|B_J|$), bei dem der Widerstand vom hochohmigen Zustand über mehrere Dekaden zu niedrigeren Widerstandswerten springt in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Probennormalen und Magnetfeldrichtung dargestellt. Es wurde zum einen der Betrag des Magnetfeldes ($|B_J|$) (schwarze Kurve), als auch die senkrechte Komponente ($|B_{J,z}|$) des Sprungfeldes (rote Kurve) in Abhängigkeit des Winkels dargestellt. Da die Magnetfeldkomponente senkrecht zum

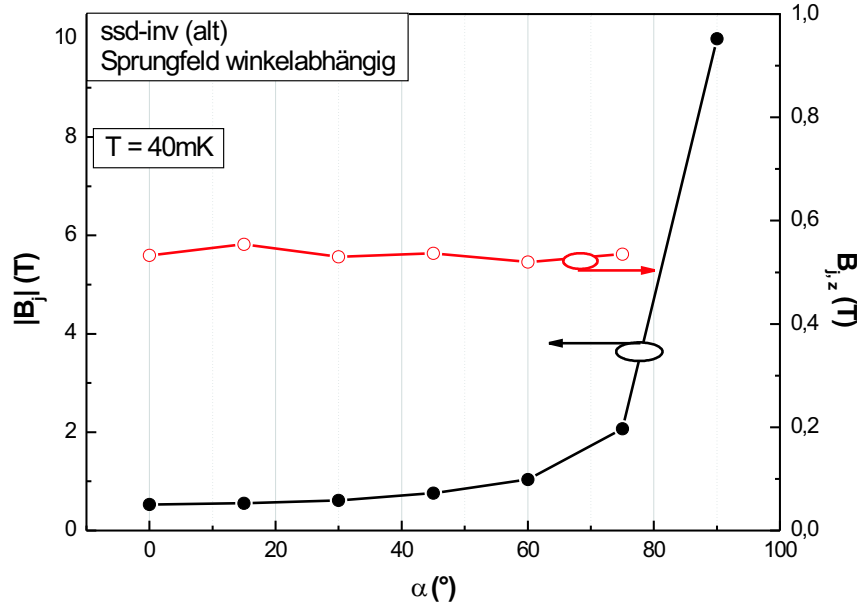


Abbildung 6.14: Winkelabhängigkeit des Sprungfeldes B_{MIT} (schwarz) und der entsprechenden senkrechten Magnetfeldkomponente (rot) in Abhängigkeit des Winkels zwischen QW und Magnetfeld (schwarz).

QW ($B_{J,z}$) unabhängig vom Winkel ist, wird der MIT ausschließlich durch diese Komponente bedingt. Für Winkel, die nur wenige Grad von der $[110]$ Richtung abweichen, d.h. das Magnetfeld liegt in der Probenebene, sind die Übergänge weniger sprunghaft. Der Widerstand fängt bei Feldstärken von ca. 10T an kontinuierlich zu fallen, aber immer noch bei sehr hohen Werten. Insgesamt ist der Maximalwert des Widerstandes vom Winkel unabhängig.

Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte

Die 2D-Ladungsträgerdichte kann durch die Änderung der Dotierkonzentration bei der Herstellung der Proben, als auch durch Anlegen eines elektrischen Feldes senkrecht zum QW variiert werden. Die Variation mittels Feldeffekt wurde hier durch eine Titan/Gold Metallelektrode als Topgate realisiert, welches durch eine isolierende Paryleneschicht vom Halbleiter getrennt wird. Die Herstellung wurde in Kapitel 3.2 beschrieben und die Beschaltung ist in Abbildung 6.12 skizziert. Eine Veränderung der Ladungsträgerdichte durch Anlegen einer Gatespannung konnte nur bei

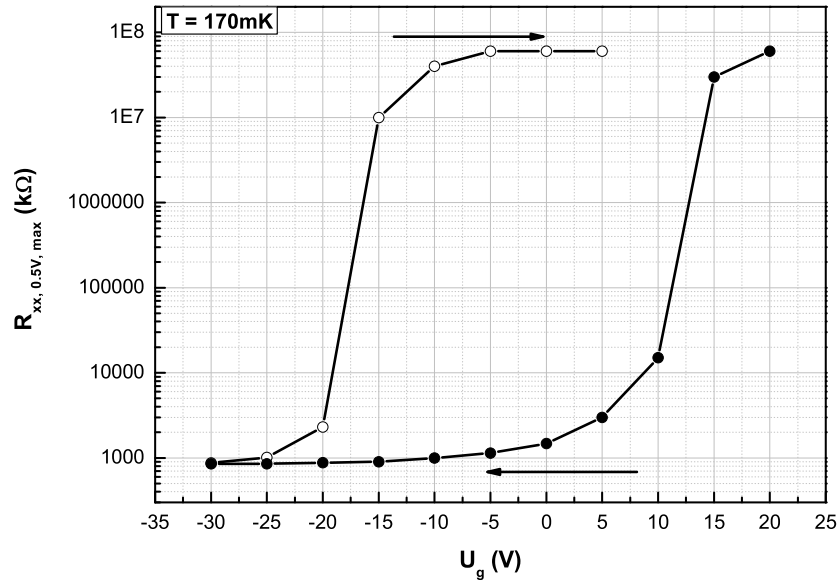


Abbildung 6.15: Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von der Spannung am Topgate zeigen eine Hysterese bezüglich der Sweeprichtung von U_G .

invertiert dotierten Proben erreicht werden. Ursache kann sein, dass das elektrische Feld bei den anderen Proben von der hochdotierten 7nm dicken (In,Al,Mn)As Schicht oberhalb des InAs Kanals abgeschirmt wird. Bei Variationen der Gatespannung, hängt die Änderung der Ladungsträgerdichte stark von der Sweeprichtung ab. Diese Hysterese ist in Abbildung 6.15 anhand des von der Gatespannung abhängigen 2-Punkt Widerstandes bei 170mK zu sehen. Auch bei Kohlenstoff-dotierten AlGaAs/GaAs Heterostrukturen wurde von einer derartigen Gatehysterese berichtet [22], [91]. Die Ursache hierfür ist bisher nicht geklärt.

Die Untersuchungen des Feldeffekts wurden an der Probe ssd-inv(A) (alt) durchgeführt. Als Referenz wurde das Gate geteilt und stets ein Arm der Hallbar mit und ein Arm ohne Gatespannung und Einfluss der Gatehysterese gemessen um das Verhalten der Probe ohne den Einfluss der Gatehysterese einordnen zu können. Die Ladungsträgerdichte dieser Probe beträgt $p = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und konnte mittels Gate auf $p = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erhöht werden (s. Abbildung 6.16). Eine Bestimmung der Ladungsträgerdichte im Verarmungsbereich ist nicht möglich, da mit zunehmender Lokalisierung die SdH-Oszillationen verschwinden.

In Abbildung 6.17 sind Transportmessungen in Abhängigkeit von der Gatespan-

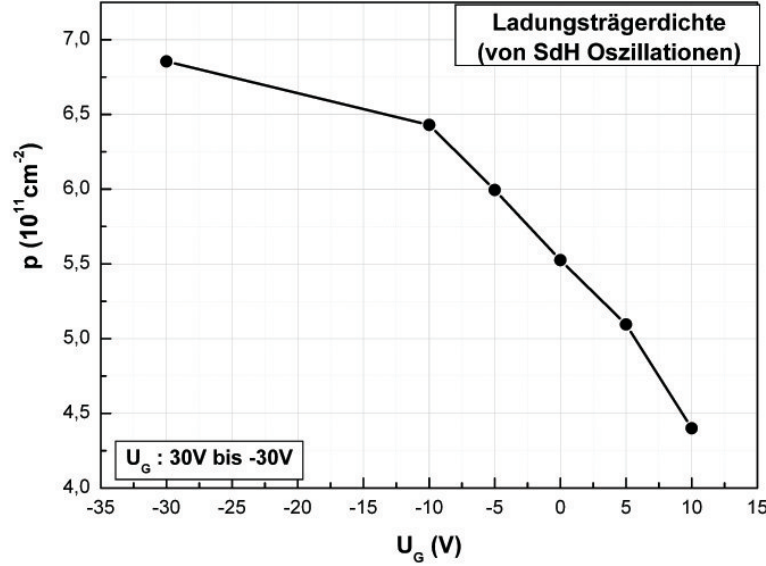


Abbildung 6.16: Zweidimensionale Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der Gate-Spannung U_G .

nung für beide Sweeprichtungen bei $T = 170\text{mK}$ gezeigt. Das System kann soweit verarmt werden, dass der Widerstand auch bei senkrecht angelegtem Magnetfeld über 3T mehr als $1\text{T}\Omega$ beträgt, was jedoch bereits die Grenze des Auflösungsvermögens des Messgerätes darstellt. Mit zunehmender Ladungsträgerdichte verändert sich das Magnetowiderstandsverhalten bezüglich Form, Sprungfeld B_{MIT} , Sprunghöhe und Hysterese. Mit Form soll der Verlauf des Magnetowiderstandes bezeichnet werden, mit Sprungfeld der Magnetfeldwert, bei dem sich der Widerstand nach dem Nulldurchgang abrupt ändert und mit Sprunghöhe der Betrag der Widerstandsänderung bei diesem Sprung. Bei den beiden in Abbildung 6.17 gezeigten Messungen wurde das Magnetfeld jeweils von positiven zu negativen Werten gesweept. Die Messtemperatur beträgt $T = 170\text{mK}$ und die Sweep-rate des Magnetfeldes wurde hinreichend langsam gewählt. Wird das Magnetfeld verringert, erhöht sich der Widerstand kontinuierlich, bis er an die Grenzen des Messbereiches kommt und fällt nach dem Nulldurchgang für Proben mit einer geringeren Ladungsträgerdichte ab. Die Steilheit des Anstiegs und auch die Sprunghöhe erreicht bei einer mittleren Ladungsträgerdichte um $p \approx 4.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ein Maximum und der Widerstand ändert sich dabei um über 5 Dekaden. Sowohl die Form als auch das Sprungfeldverhalten sich für alle einstellbaren Ladungsträgerdichten hysteretisch, wobei diese Hysterese mit zunehmender Ladungsträgerdichte geringer wird, aber nicht verschwindet. Das

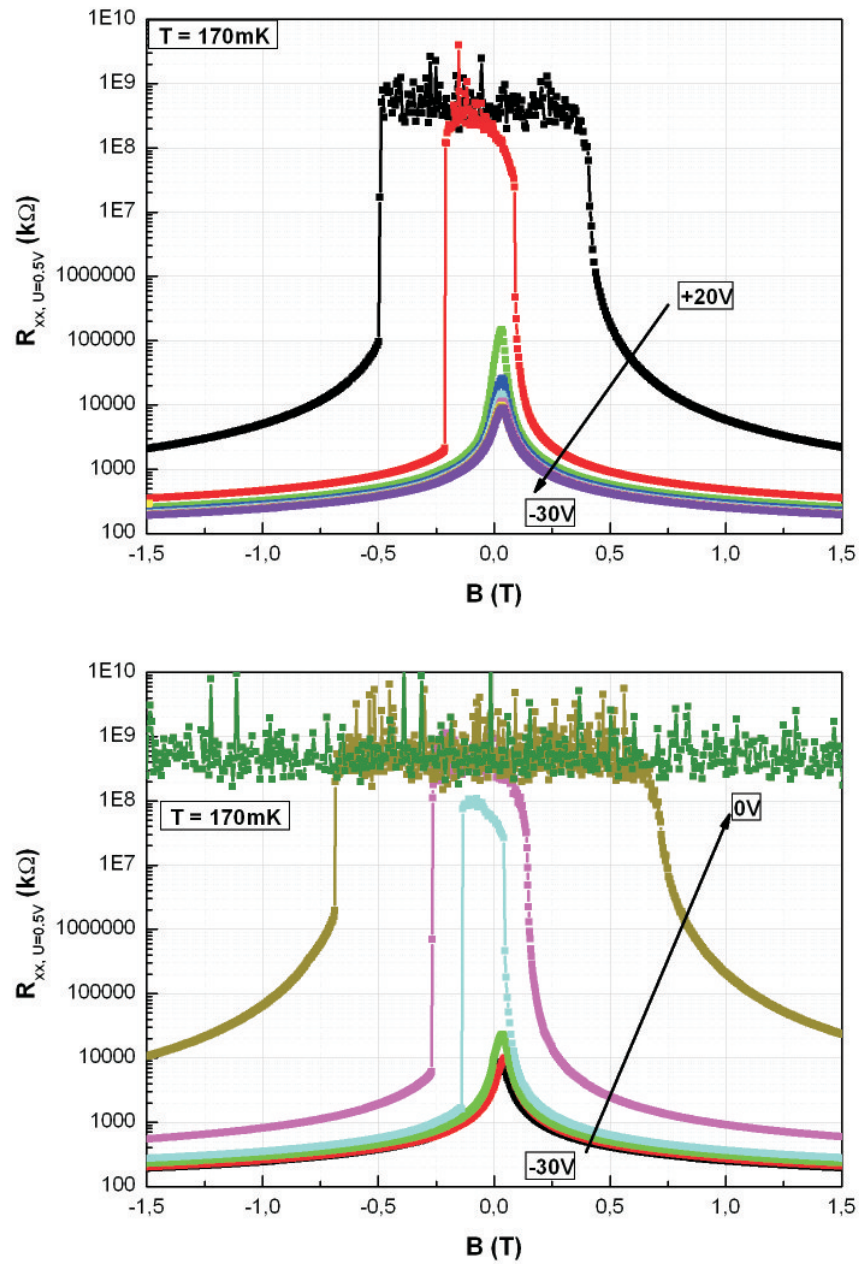


Abbildung 6.17: Transportmessungen im MIT-Bereich bei 170mK für die beiden Sweeprichtungen von U_G .

Sprungfeld wird mit steigender Ladungsträgerkonzentration geringer und der Sprung verschwindet für $p > 5.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Auch das erreichte Widerstandmaximum wird durch Erhöhen der Ladungsträgerdichte um mehrere Dekaden reduziert.

Wird die Ladungsträgerdichte über die Dotierkonzentration bei der Struktur ssd-inv(A) verändert, so konnte die 2D Ladungsträgerkonzentration von $p = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bis $p = 11.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ variiert werden (vgl. Tabelle 6.2)². Das Resultat aus

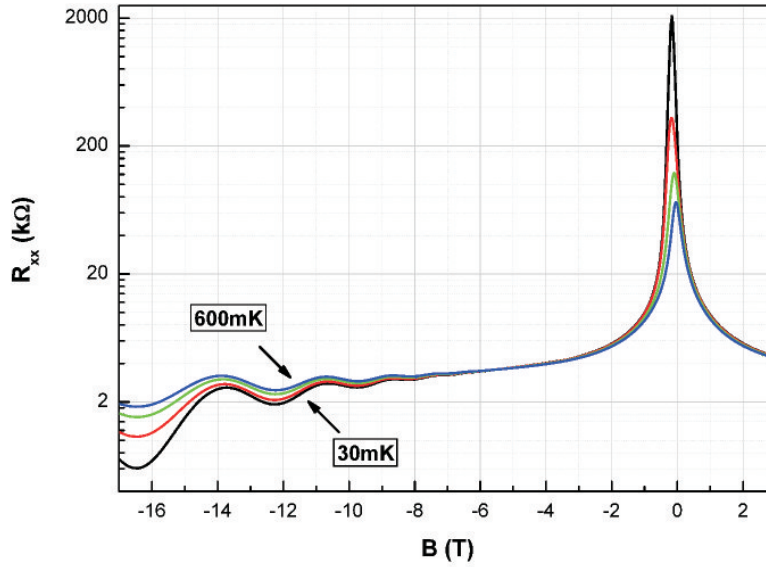


Abbildung 6.18: Temperaturabhängige Transportmessung an ssd-inv(D) (810) mit einer Ladungsträgerdichte von $11.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Um $B=0\text{T}$ zeigt sich eine temperaturabhängige Hysterese, jedoch keine Sprünge im Widerstand.

dieser Serie ist konträr zu den aus der Gate-abhängigen Untersuchung. Mit zunehmender 2D Ladungsträgerkonzentration wird der MIT ausgeprägter, bis wieder ein Sprung erscheint. Bei weiterer Erhöhung der Ladungsträgerdichte wird das Sprungfeld größer. Auch die Hysterese ist bereits bei Proben mit niedriger Dichte vorhanden und steigt mit zunehmender Dichte. Betrachtet man weitere Proben bezüglich ihres Tieftemperaturverhaltens im Niederfeldbereich, so wird klar, dass die Ladungsträgerdichte nicht alleine diesen MIT bedingt. Beispielsweise zeigen die Proben dsd(A)

²Da nach der Struktur ssd-inv(A) (alt) zwei Öffnungen der Wachstumskammer stattgefunden haben, bei der auch In und Mn nachgefüllt worden sind und neu kalibriert wurden, kann es zwischen ssd-inv(A) (alt) und den neueren ssd-inv(A) (xxx) zu leichten Variationen bezüglich des In Gehalts kommen.

(alt) und ssd-inv(D) (810) (s. Abbildung 6.18) mit einer Ladungsträgerdichte von $p = 7.6 \cdot 10^{11}$ bzw. $11.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ keine Sprünge und keine Nullfeldwiderstände im $\text{G}\Omega$ Bereich (vgl. Abbildung 6.24 und 6.18), bei vergleichbaren Dichten die Probe ssd-inv(A) schon. Im höheren Dichtebereich zeigt die Probe ssd-inv(A) (alt) mit angelegter Gatespannung diese Effekte wie eben beschrieben nicht.

Temperaturabhängigkeit des MIT

Bei diesen Proben existiert wie bereits weiter oben erwähnt abhängig von jeder Probe zwischen 40K und 70K ein Minimum im Schichtwiderstand, was typisch für einen MIT ist. Jedoch existiert bei den mit Mn invertiert dotierten QWs sowohl ein durch die Temperatur, als auch durch ein senkrecht zum QW angelegtes Magnetfeld getriebener MIT. Im folgenden Abschnitt wird die Temperaturabhängigkeit des magnetfeldgetriebenen MIT untersucht. In Abbildung 6.19 ist der Magnetowiderstand von Probe ssd-inv(A) (alt) ohne Gate im Temperaturbereich von 30mK bis 750mK

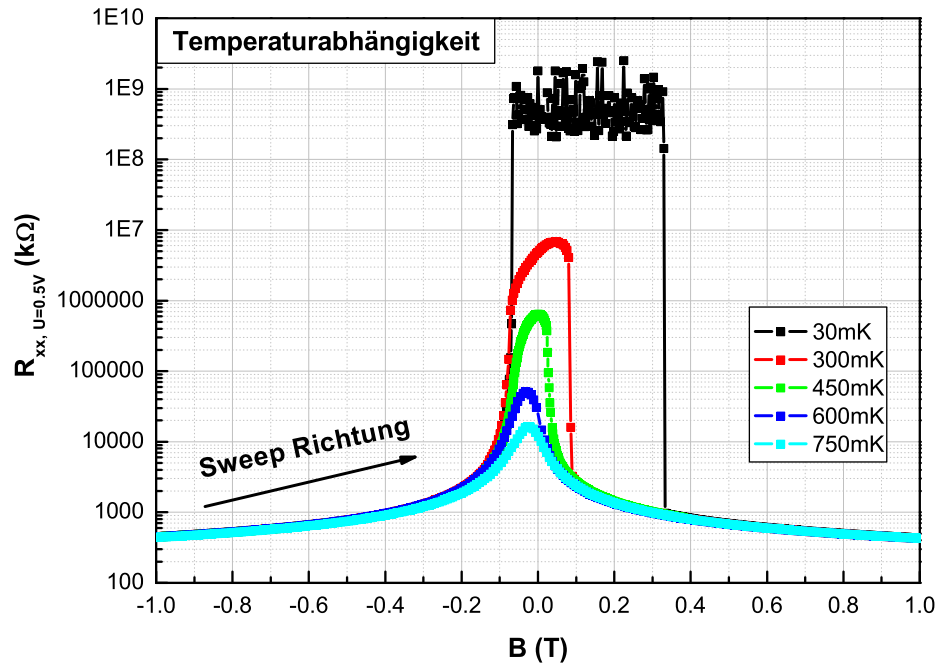


Abbildung 6.19: Temperaturabhängige Transportmessungen im MIT-Bereich bei mK-Temperaturen an ssd-inv(A) (alt).

aufgetragen. Das Magnetfeld wurde von negativen zu positiven Werten verändert. Der Verlauf und der Beginn des Widerstandsanstiegs erfolgt zunächst für alle Temperaturen bei ähnlichen Magnetfeldwerten und ist kontinuierlicher als der darauf folgende Abfall. Sprünge, insbesondere nach dem Polaritätswechsel erfolgen unter $T=450\text{mK}$ äußerst abrupt. Wobei Sprungfeld und Sprunghöhe mit abnehmender Temperatur deutlich größer werden. So springt der Widerstand bei $T=30\text{mK}$ abrupt um 6 Dekaden, wobei sich der Maximalwert mit mehreren $100\text{G}\Omega$ bereits dem Grenzbereich des Messgerätes annähert und nicht ausgeschlossen werden kann, dass der Widerstand noch größer ist. Die Hysterese nimmt mit zunehmender Temperatur ab, ist aber bis $T=750\text{mK}$ noch vorhanden.

Die erreichten Widerstandsmaxima in Abhängigkeit von Temperatur und Gatespan-

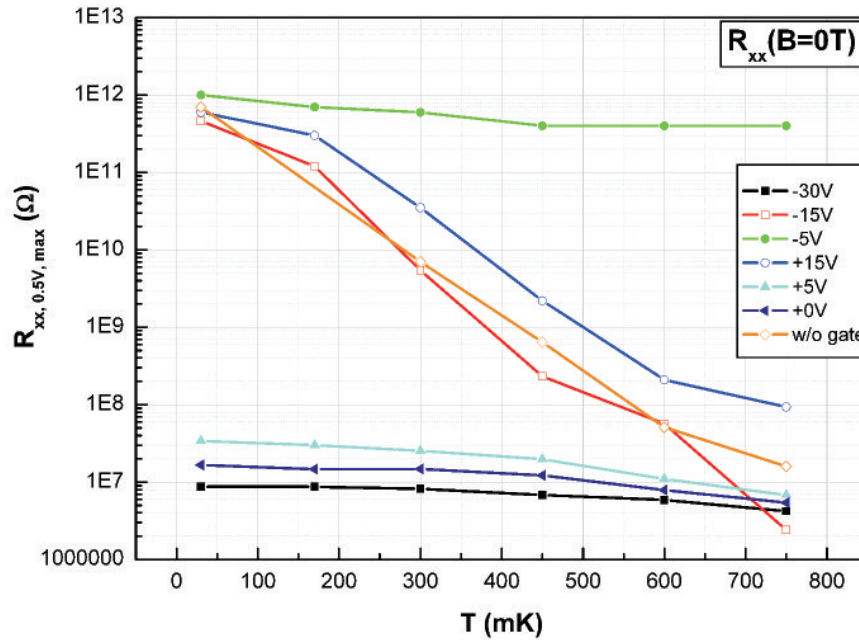


Abbildung 6.20: Skalierung des Nullfeldwiderstandes gegen Temperatur in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte für ssd-inv(A) (alt).

nung der Probe ssd-inv(A) (alt) sind in Abbildung 6.20 dargestellt. Es sind drei unterschiedliche Skalierungsbereiche bezüglich der Temperatur zu erkennen. Wird die Probe stark verarmt oder mit Ladungsträgern angereichert, so ist die Temperaturabhängigkeit gering ausgeprägt. Im Dichtebereich von $4.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \leq p \leq 5.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ändert sich der Widerstand sehr stark mit der Temperatur. Wertet man die Steigungen der Messkurven in Abbildung 6.20 aus, so erhält man den

Zusammenhang $R_{xx,max} \propto \exp(-0.001 \cdot T)$ für die drei Kurven mit den niedrigsten Widerständen und höchsten Dichten und $R_{xx,max} \propto \exp(-0.0026 \cdot T)$ für die fast vollständig verarmte Probe. Im Bereich mit der größten Änderung ist bei allen drei Kurven die Steigung um das 10-fache größer, so dass man den Zusammenhang $R_{xx,max} \propto \exp(-0.015 \cdot T)$ erhält. Dies ist auch der Dichtebereich, bei dem die Sprunghöhen die größten Werte erreichen.

6.4.2 Diskussion des MIT

Die Mechanismen und Ursachen dieses magnetfeldgetriebenen MIT sind noch nicht vollständig geklärt. Jedoch bestätigen zusätzlich die an drei Proben aufgenommenen SIMS Profile³ die Vermutung, dass als Ursache des MIT Mn-Ionen im InAs-QW angenommen werden können. Beim Wachstum von GaMnAs ist bekannt, dass Ato-

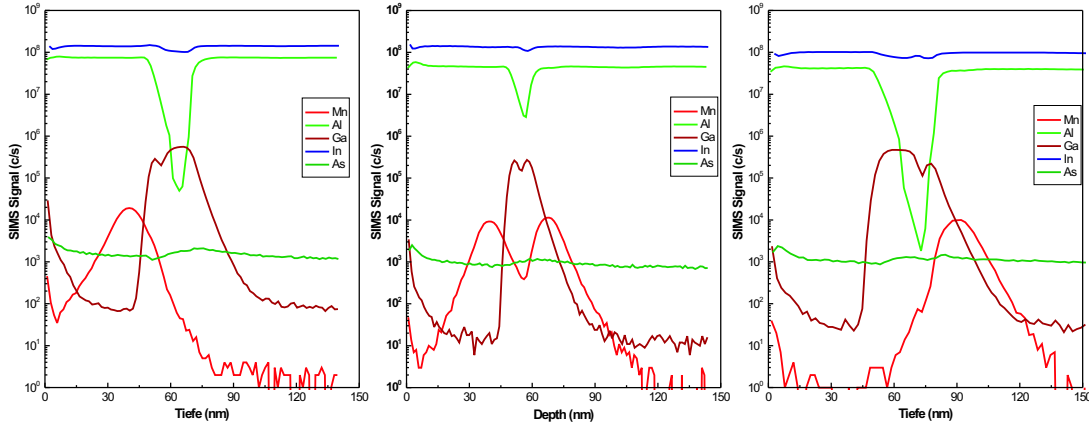


Abbildung 6.21: SIMS Messungen von links nach rechts der Strukturen ssd(833), dsd(A) (alt) und ssd-inv(A). Gezeigt sind die Absolutwerte des Messsignals, eine Elementzusammensetzung kann nicht gegeben werden.

me bereits während des Wachstums an die Oberfläche diffundieren und dort in die Schichten eingebaut werden können. In Abbildung 6.21 sind die SIMS Profile von links nach rechts der Proben ssd (833), dsd(A) (alt) und ssd-inv(A) (alt) zu sehen. Da das SIMS Signal nicht auf die einzelnen Elemente geeicht ist, kann aus diesen Messungen bisher keine quantitative Aussage zur Materialzusammensetzung getroffen werden. Die vertikale Auflösung ist im Bereich der InAs QW-Breite von 4nm, so dass bezüglich der Elementzusammensetzung im InAs Kanal ebenso nur qualitative Aussagen getroffen werden können[92]. Der Vergleich der Flankensteilheit der einzelnen Elemente lässt aber Aussagen darüber zu, welche Atomarten an den Heteroübergängen relativ zueinander wie weit in Wachstumsrichtung noch zu finden sind. Am Beispiel des SIMS Profils von ssd (833) (Abbildung 6.21 linkes Bild) weist die unterschiedliche Flankensteilheit von Mn (rot) und Gallium (bordeaux) von der Oberfläche aus in die Tiefe darauf hin, dass Mn (flacherer Anstieg) in höheren Konzentrationen an der Oberfläche zu finden ist als Ga.

³Die SIMS Messungen wurden am Institut of Physics, Polish Academy of Science, Warszawa, Poland durchgeführt.

Im Überblick lässt sich aus den Ergebnissen der unterschiedlichen Messungen zusammenfassen, dass der Übergang vom isolierenden Zustand zum metallischen nur durch ein senkrecht zum InAs QW angelegtes Magnetfeld erreicht werden kann. Dieser Übergang hängt wesentlich vom Verhältnis der Anzahl von freien Löchern und Mn Atome im QW, bzw. nahe dem QW ab ($y_{MIT} = \frac{x_{Mn}}{p}$). Zusätzlich zeigt der MIT abhängig von diesem Verhältnis unterschiedliche Skalierungen mit der Temperatur. Der MIT weist bezüglich des Magnetfeldes eine Hysterese auf. Bei Strukturen, bei denen das Loch zu Mn Verhältnis (y) kleiner wird, steigt der Widerstand bis in den $T\Omega$ Bereich und zusätzlich treten Sprünge im Widerstand auf. Die Sprunghöhe erreicht mehrere Dekaden. Sprunghöhe und Sprungfeld (B_{MIT}) hängen ebenso von y ab wie die Ausprägtheit der Hysterese.

Es ist bekannt, dass der InAs-QW aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ und InAs kompressiv verspannt ist. Daraus kann sofort geschlossen werden, dass die Momente der Mn-Ionen im QW senkrecht zu diesem ausgerichtet sind [93]. Ebenso

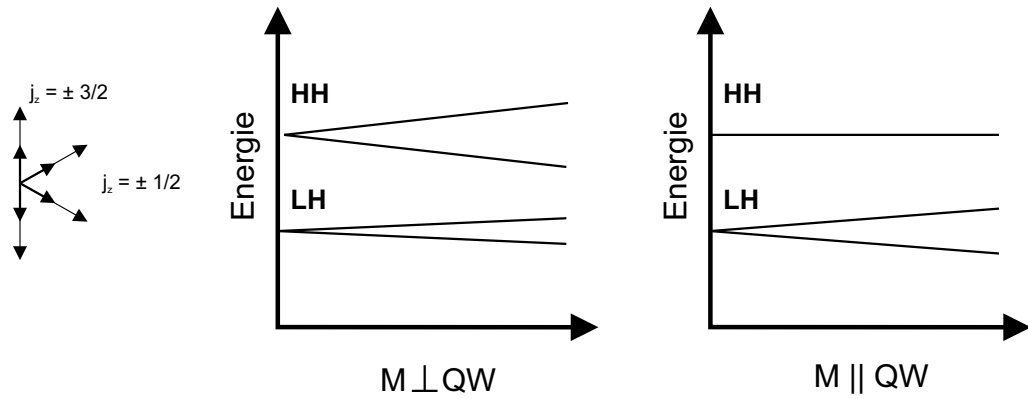


Abbildung 6.22: Schematische Darstellung der Aufspaltung der Subbänder im Valenzband eines kompressiv verspannten III-V QWs für zwei Orientierungen der Magnetisierung M . Links ist das Magnetfeld und somit auch die Magnetisierung senkrecht zum QW, also in Wachstumsrichtung orientiert, rechts parallel zum QW, nach [93].

bewirkt die kompressive Verspannung eine Orientierung der Spins der freien Ladungsträger des Schwerlochbandes (HH) senkrecht zum QW [94]. Das HH-Band ist das energetisch höchstgelegene Subband, so dass in diesem der Transport stattfindet. Bei senkrecht angelegtem Magnetfeld, spaltet dieses durch die Zeemanenergie auf. Wird ein Magnetfeld parallel zur QW Ebene angelegt, so bleibt das HH-Band davon unbeeinflusst [93], jedoch wird das Leichtlochband (LH) durch die Zeemannenergie aufgespalten. Dies ist schematisch in Abbildung 6.22 skizziert. Bei einer bestimmten Magnetfeldstärke führt dies zu einem Anticrossing zwischen HH- und LH-Subband.

Berechnungen an stark verdünnten paramagnetischen GaMnAs QWs ergeben, dass die pd Austauschwechselwirkung in diesem System stark antiferromagnetisch ist [95]. Durch die verspannungsinduzierte Ausrichtung der magnetischen Momente der

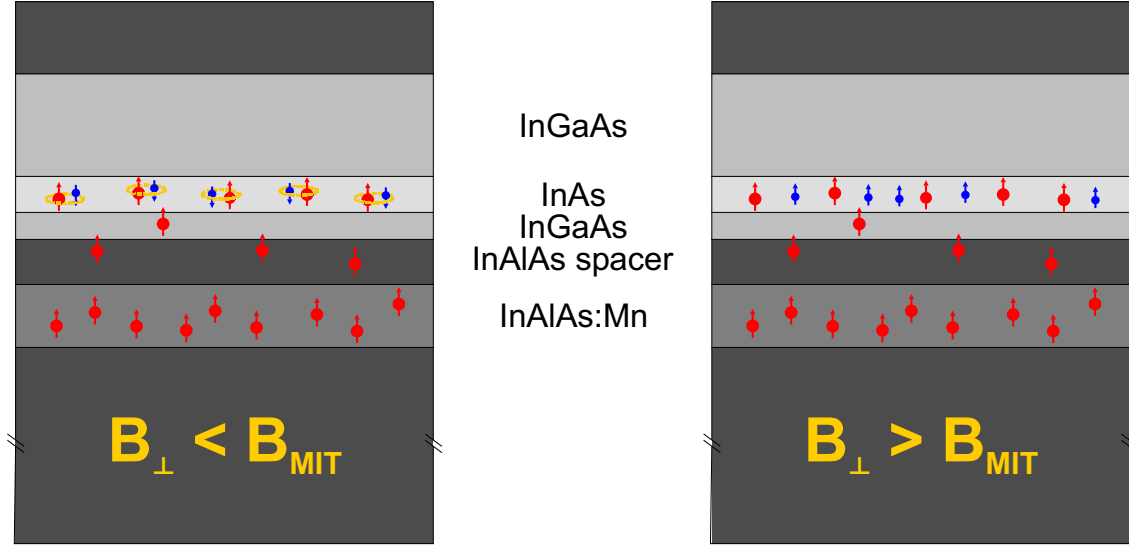


Abbildung 6.23: Schematische Darstellung des Mechanismus des magnetfeldabhängigen MIT mit $B_{\perp} < B_{MIT}$ (links) und $B_{\perp} > B_{MIT}$ (rechts).

Mn-Ionen und der Löcher im InAs Kanal senkrecht zum QW führt dies zu einer starken antiferromagnetischen Kopplung zwischen den freien Löchern und den Mn-Momenten im QW.

Diese Konfiguration kann als Spin-Singulett Zustand gesehen werden [96]. Dieser Zustand ist energetisch günstig, so dass der Bohrradius also der Abstand zwischen Loch und Mn-Ion sehr gering ist und das Loch als Folge dessen stark an das Mn-Ion gekoppelt ist. Diese Löcher stehen zum Ladungsträgertransport nicht weiter zur Verfügung, sind also stark lokalisiert. Wird nun ein Magnetfeld senkrecht zum QW angelegt und erhöht, erfolgt durch die Ausrichtung von Lochspin und Mn-Moment parallel zum Magnetfeld ein Phasenübergang vom Spin-Singulett zum Spin-Triplett Zustand. Aufgrund des Pauli Prinzips wird die Kopplung zwischen Mn-Ion und Loch erheblich verringert und somit der Abstand zwischen den beiden vergrößert. Das Loch wird delokalisiert und kann wieder zum Ladungstransport beitragen. Dieser Phasenübergang erfolgt abhängig von Struktur, Temperatur und dem Verhältnis y bei einer bestimmten Magnetfeldstärke B_{MIT} . Dieser Mechanismus ist in Abbildung 6.23 schematisch dargestellt. Wird durch diese Lokalisierung die kritische Dichte an freien Ladungsträgern unterschritten, wird das System isolierend. Dies ist vergleichbar mit den bereits vielfach untersuchten Anderson-Mott Übergängen in Halbleitern [97]. Da dieser stark temperaturabhängig ist, kann darauf die Temperaturabhängig-

keit dieses MIT zurückgeführt werden. Dieses Modell muss jedoch noch auf unser Materialsystem angepasst werden. Die unterschiedlichen Skalierungen der Temperaturabhängigkeit könnte damit erklärt werden, dass bei einer kritischen Ladungsträgerdichte minimale thermische Aktivierung genügt, um durch hopping Prozesse den Schichtwiderstand des Systems deutlich zu reduzieren.

Die antiferromagnetische Kopplung kann nur durch ein zum QW senkrecht angelegtes Magnetfeld aufgehoben werden. Ein parallel zum QW angelegtes Feld kann die Spins oder Mn Momente nicht parallel ausrichten. Erst im Bereich des Anticrossing, in dem der Transport im nicht senkrecht orientierten LH-Subbandes stattfindet, kann das System delokalisiert werden. Da dies jedoch keinen Phasenübergang darstellt, erfolgt diese Delokalisierung der Löcher nicht sprunghaft.

Dieses Modell ist im Kontext der bekannten Theorien in sich schlüssig und liefert eine phänomenologische Erklärung des MIT. Der Ursprung der Hysterese kann jedoch nicht eindeutig geklärt werden. Zum einen könnte Superparamagnetismus dafür verantwortlich gemacht werden, zum anderen die ferromagnetische Kopplung, die beim Phasenübergang entsteht. An einer theoretischen Beschreibung der gemessenen Effekte wird derzeit von C. Sliwa⁴ gearbeitet. Nach Abschluß dieser Berechnungen sollte eine detailliertere Beschreibung möglich sein.

⁴Gruppe von Prof. T. Dietl am Institut of Physics, Polish Academy of Science, Warszawa, Poland

6.5 Transportmessungen im Hochfeldbereich

Bisher wurden ausschließlich die Ergebnisse im Niederfeldbereich, also für Magnetfeldstärken unter $B=2\text{T}$ behandelt. In diesem letzten Abschnitt werden die Besonderheiten der mit Mn invertiert dotierten QW Strukturen im Hochfeldbereich vorgestellt. Eine Diskussion dieser Effekte und die Vorstellung der effektiven Masse aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH Oszillationen schließen dieses Kapitel ab.

Da die Proben bei den Hochfeldmessungen Widerstände im $\text{k}\Omega$ Bereich aufweisen, konnten alle Untersuchungen hierzu mit Lock-In Technik durchgeführt werden. Es wurde eine Oszillatorfrequenz von 17Hz , bei einer Amplitude von 1V und einem Vorwiderstand von $10\text{M}\Omega$, was einem Probenstrom von 100nA entspricht, verwendet. Anhand der in Abbildung 6.24 gezeigten Transportmessung an dsd(A) (alt)

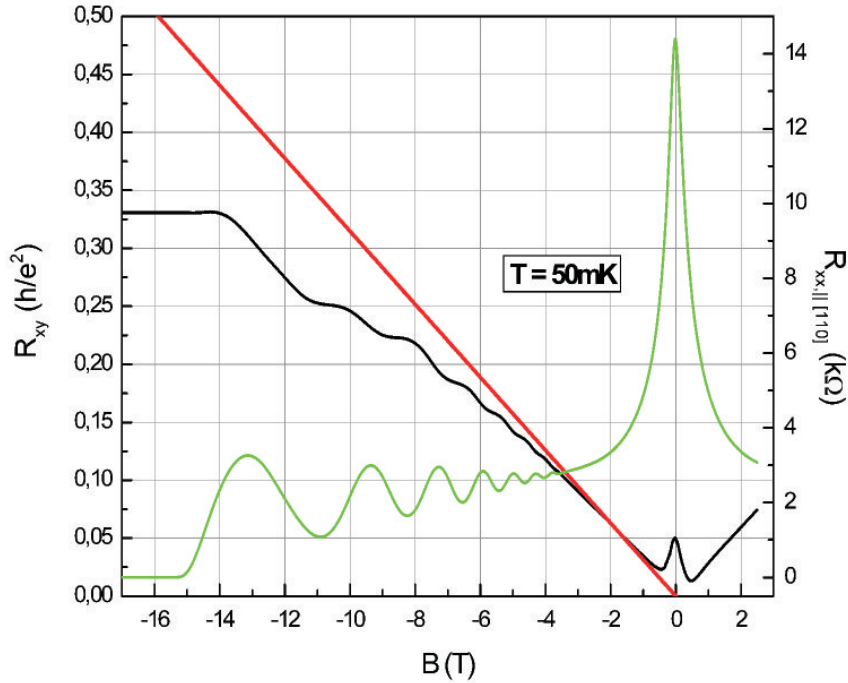


Abbildung 6.24: Transportmessungen von dsd(A) (alt) bei 50mK . Die Hallgerade knickt im QHE-Bereich deutlich ab, der Längswiderstand im höheren Magnetfeldbereich verschwindet.

kann ein für einen Großteil der invertiert und beidseitig dotierten Strukturen typischer Effekt exemplarisch vorgestellt werden. Im Längs- und Hallwiderstand finden

sich für senkrecht zum QW angelegte Magnetfelder $|B| \geq 4\text{T}$ deutlich ausgeprägte SdH-Oszillationen und Hallplateaus, jedoch knickt die Hallgerade ab. Dies ist in Abbildung 6.24 durch die Verlängerung der klassischen Hallgerade mit der Steigung aus dem Niederfeldbereich (rote Kurve) verdeutlicht. Mögliche Ursache eines derartigen Verhaltens könnte ein paralleler Kanal sein. Das bedeutet, dass ein zweites Subband besetzt wäre oder das Fermi-niveau in der Dotierschicht liegt und somit auch diese leitet. Nach M. Grayson [98] liegt dann ein paralleler Kanal vor, wenn folgende drei Bedingungen erfüllt sind:

- Hallgerade knickt ab einem bestimmten Magnetfeldwert zu kleineren Werten hin ab
- Hallplateaus liegen nicht mehr bei $\frac{1}{\nu} \cdot R_K$, sondern darunter
- Minima der SdH-Oszillationen steigen nahezu quadratisch

Bei der oben betrachteten Probe knickt zwar die Hallgerade ab und für $\nu \geq 5$ bilden sich zwar noch Hallplateaus aus, jedoch nicht bei den erwarteten Bruchteilen von R_K . Für $\nu=4$ und $\nu=3$ wird $\frac{1}{\nu} \cdot R_K$ exakt erreicht. Ebenso fallen die Werte der Minimas der SdH-Oszillationen kontinuierlich und ab $B=15\text{T}$ verschwindet der Längswiderstand. Es kann somit ausgeschlossen werden, dass das beobachtete Verhalten auf einen parallelen Kanal zurückgeführt werden kann.

Magnetfeldabhängige Variation der Dichte

Betrachtet man die $(\frac{1}{B})$ -Periodizität der SdH-Oszillationen, so kann festgestellt werden, dass diese bei vielen Strukturen mit steigender Magnetfeldstärke abnimmt, also die Dichte geringer zu werden scheint. Dies geht bei den entsprechenden Proben mit dem eben beschriebenen Abknicken der Hallgerade einher. In Abbildung 6.25 sind die SdH-Oszillationen sowohl über B (oben), als auch $\frac{1}{B}$ (mittig) für verschiedene Temperaturen gemessen an den Strukturen *ssd-inv(D)* (810) (linke Graphen) und *dsd(A)* (alt) (rechte Graphen) gezeigt. Beide Proben haben im Niederfeldbereich ein ähnliches Magnetowiderstandsverhalten mit Maximalwerten im $k\Omega$ -Bereich ohne sprunghafte Widerstandsänderungen. Jedoch kann bei der *ssd-inv(D)* (810) keine Änderung der Oszillationsfrequenz festgestellt werden. Um dies zu verifizieren und die magnetfeldabhängige Dichte zu bestimmen, wurde diese jeweils aus dem Abstand zweier benachbarter Minima ermittelt. Dies ist in Abbildung 6.25 (unten) für diese beiden Proben für verschiedene Temperaturen aufgetragen. Im Rahmen der Ungenauigkeit wird deutlich, dass sich bei *dsd(A)* (alt) die zweidimensionale Ladungsträgerdichte zu reduzieren scheint.

Diese Art der Auswertung ist jedoch bei den Proben mit einer geringeren Dichte schwierig und wird durch den Anstieg des Widerstands im Niederfeldbereich zusätzlich erschwert, so dass teilweise nur 3 bis 4 SdH-Oszillationen aufgelöst werden

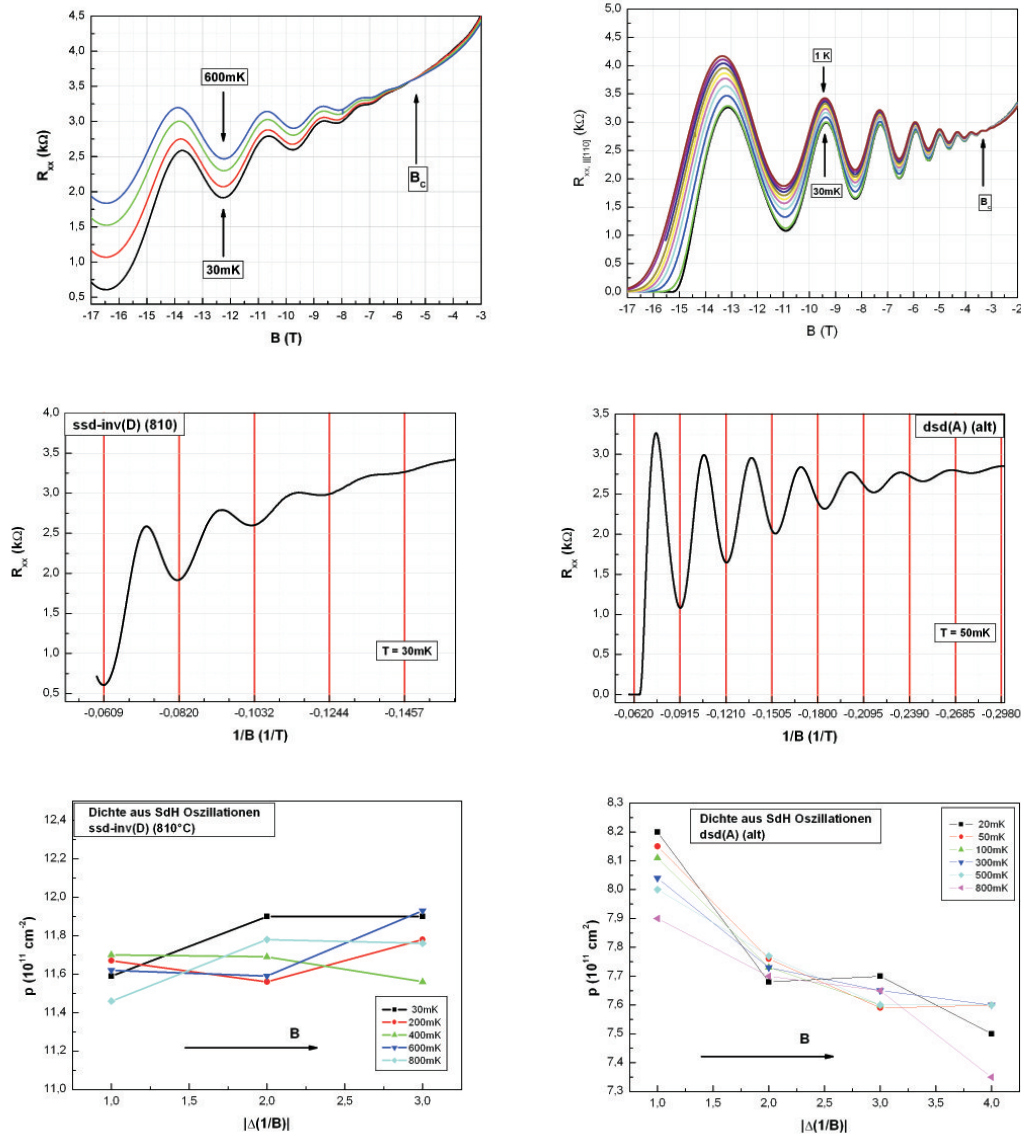


Abbildung 6.25: Oben: Temperaturabhängige Längswiderstandsmessungen im mK-Bereich an ssd-inv(D) (810) (links) und dsd(A) (alt) (rechts).

Mitte: SdH-Oszillationen über $(1/B)$ der beiden Proben. Die Abstände der Minima sind bei dsd(A) (alt) nicht konstant.

Unten: Magnetfeldabhängige Dichte der Ladungsträgerdichte aus den SdH-Oszillationen bei ssd-inv(D) (810) (links) und dsd(A) (alt) (rechts).

können. Jedoch ist auch bei diesen Proben die Tendenz erkennbar, dass, wenn die Hallgerade abknickt, sich die $(\frac{1}{B})$ -Oszillationsfrequenz der SdH-Oszillationen ändert

und sich somit auch die Ladungsträgerdichte zu ändern scheint. Bei allen untersuchten Proben sinkt dann die aus den SdH-Oszillationen ermittelte Ladungsträgerdichte.

Temperaturabhängige Transportmessungen

Aus den temperaturabhängigen Transportmessungen fällt auf, dass bei allen Strukturen im Längswiderstand, abhängig von der Kristallrichtung, ein gemeinsamer Widerstandswert existiert. Dieser erscheint im Übergangsbereich vom Niederfeld

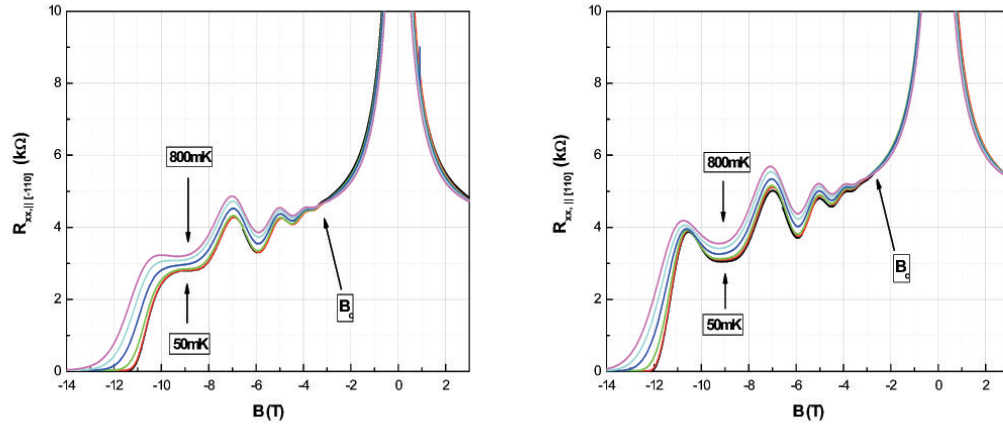


Abbildung 6.26: Temperaturabhängige Längswiderstandsmessungen im mK-Bereich an ssd-inv(B) (833). Ein Vergleich der beiden Graphen zeigt die Anisotropie bezüglich der Kristallrichtungen. Links ist der Längswiderstand entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung, rechts entlang der $[110]$ Richtung dargestellt.

zum Hochfeldbereich, also vom Übergang des MIT-Bereichs zum Bereich des Quanten Hall-Liquids (QHL), welche die für ein zweidimensionales Ladungsträgersystem mit senkrecht angelegtem Magnetfeld die typische Landauquantisierung zeigt. Bei diesem Übergang kreuzen sich die Magnetowiderstandskurven gemessen bei unterschiedlicher Temperaturen an einem bestimmten Betrag des Magnetfeldes B_c in einem Punkt. Dieser kritischen Magnetfeldwerte B_c befinden sich abhängig von Struktur und Kristallrichtung zwischen $2.5T$ und $5.5T$. Die zugehörigen Widerstandswerte dieser Kreuzungspunkte variieren von $3.5 k\Omega$ bis $9 k\Omega$. Diese Verhalten ist exemplarisch an einigen Proben gezeigt (siehe Abbildungen 6.25, 6.27, 6.26).

Interessant ist auch die Entwicklung der SdH-Oszillationen mit dem Magnetfeld und die Abhängigkeit von der Temperatur bei den unterschiedlichen Strukturen. Es zeigen alle Strukturen, deren Hallgerade abknickt, ab diesen Magnetfeldbeträgen im

Längswiderstand zusätzlich zur Änderung der Oszillationsfrequenz eine geänderte Einhüllende, d.h. dass die Maxima teilweise bei viel geringeren Widerstandswerten auftreten, bzw. nur noch schwach ausgeprägt sind und bei den Minimas der Längswiderstand verschwindet. Der genaue Magnetowiderstandverlauf ist charakteristisch für die jeweilige Probe und Kristallrichtung. Der Unterschied im Transportverhalten zwischen Proben mit und ohne abknickender Hallgerade wird im Folgenden veranschaulicht.

Messungen an Proben, bei denen die Hallgerade abknickt sind an den Strukturen dsd(A) (alt), ssd-inv(B) (833) und ssd-inv(A) (803) in den Abbildungen 6.24, 6.26 und 6.28 teilweise für beide $\langle 110 \rangle$ Richtungen gezeigt. Der longitudinale Magnetowiderstand bei Strukturen ohne abknickende Hallgerade ist am Beispiel von ssd-inv(A) (alt) und ssd-inv(D) (810) in den Abbildungen 6.27 und 6.25 (oben links) demonstriert. Die Maxima der SdH Oszillationen sind sensitiv auf die Kontur des jeweiligen

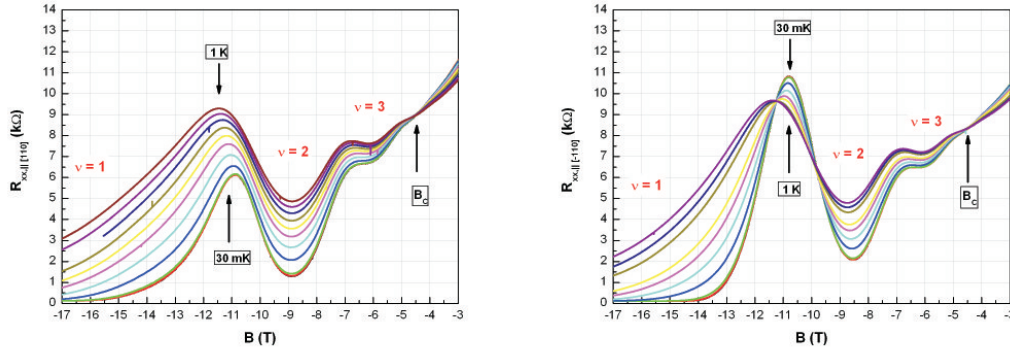


Abbildung 6.27: Temperaturabhängige Längswiderstandsmessungen im mK-Bereich an ssd-inv(A) (alt). Nur bei der $\bar{1}10$ Richtung erscheinen zwei Kreuzungspunkte (rechts).

Landauniveaus, welches aus ausgedehnten Zuständen im Zentrum und den lokalisierten Zuständen seitlich besteht, wie in Abbildung 2.8 schematisch gezeigt ist. Es fällt auf, dass zwischen manchen Füllfaktoren die Lage der Maxima temperaturunabhängig ist und zwischen anderen stark temperaturabhängig. Das Maximum verschiebt sich dann bei höheren Temperaturen zu höheren Magnetfeldwerten. Eine Besonderheit tritt außerdem bei der $\bar{1}10$ Richtung bei Struktur ssd-inv (A) (alt) auf, was in Abbildung 6.27 (rechts) gezeigt ist. Betrachtet man den temperaturabhängigen Widerstand beim Maximum zwischen Füllfaktor $\nu = 2$ und $\nu = 1$, so fallen zwei Kreuzungspunkte aller Kurven auf. Diese Punkte charakterisieren einen Phasenübergang vom Quanten Hall-Liquid zu einem isolierenden System und zurück [99], was daran deutlich wird, dass bei diesem Maximum der Widerstand mit sinkender Temperatur steigt. Gleichzeitig verschiebt sich das Maximum bei steigender Temperatur wieder zu höheren Magnetfeldwerten.

Zusätzlich wurde aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen die effektive Masse ermittelt. Dazu wird zunächst die Einhüllende der Oszillationen an die Messkurven angefügt, jedoch nur im Bereich endlichen Widerstandes. Bei festen Beträgen des Magnetfeldes wird daraus die temperaturabhängige Amplitude der SdH Oszillationen bei dem jeweiligen Magnetfeldbetrag ermittelt. Wie im Kapitel der theoretischen Grundlagen beschrieben, wurde aus diesen Werten die effektive Masse für den jeweiligen Magnetfeldbetrag berechnet. Mittels linearer Extrapolation der magnetfeldabhängigen Massen kann die effektive Masse m_{eff} bei $B=0T$ bestimmt werden. Die Auswertung wird durch die starke Dämpfung der SdH-Oszillationen bei kleineren Magnetfeldern aufgrund der starken Lokalisierung im Niederfeldbereich, den charakteristischen Signaturen im Magnetowiderstand bei höheren Magnetfeldbeträgen und der meist geringen Dichte erschwert. Die Werte sind damit eher als Abschätzung zu verstehen. Auf die Angabe einer mittleren Abweichung wurde daher verzichtet. Jedoch erscheinen die Werte für die effektiven Löchermassen von $0.17m_0 < m_{eff} < 0.5m_0$ plausibel. Auch bei den effektiven Massen existiert eine Anisotropie zwischen den beiden $\langle 110 \rangle$ -Richtungen. Diese liegt wie auch bei den Beweglichkeiten der Si-dotierten 2DEGs und bei der Beweglichkeit und effektiven Masse der nicht invertierten 2DHGs zwischen 15% und 30%. Diese Anisotropie der effektiven Massen zeigt sich auch im Magnetowiderstand, wie dies am Beispiel des in beide Richtungen gemessenen Längswiderstandes (siehe Abbildung 6.26) an der Probe *ssd-inv(B)* (833) zu sehen ist. Entlang der $[\bar{1}10]$ Richtung sind die Maxima geringer ausgeprägt und dazu konsistent ist die effektive Masse entlang dieser Richtung größer als entlang der $[110]$ Richtung. In der Zusammenfassung werden die effektiven Massen der einzelnen Proben ermittelt für beide Kristallrichtungen tabellarisch gegenübergestellt (s. Tabelle 6.3).

6.6 Diskussion der Transportmessungen im Hochfeldbereich

Das markante Magnetotransportverhalten der invertiert und beidseitig dotierten Strukturen soll im Folgenden am Beispiel der Transportmessung der Probe ssd-inv(A) (803) diskutiert werden. Die in Abbildung 6.28 gezeigte Messung wurde

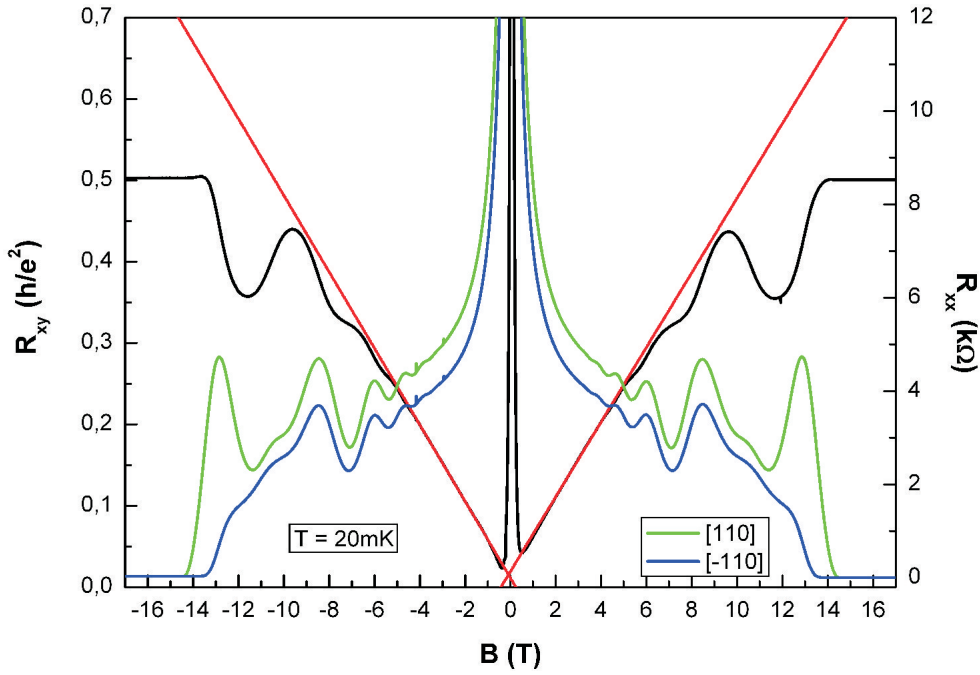


Abbildung 6.28: Transportmessung an ssd-inv(A) (803) bei 20mK. Die Hallgerade knickt ab und zusätzliche Charakteristika erscheinen, ebenso im Längswiderstand. Dieser ist entlang der $\langle 110 \rangle$ Richtungen anisotrop und verschwindet im Hochfeldbereich.

bei einer Temperatur von $T=20\text{mK}$ durchgeführt. Gezeigt sind der Längswiderstand entlang der $[110]$ -Richtung (grün) und $[\bar{1}10]$ Richtung (blau), die Hallmessung (schwarz), sowie die Verlängerung der klassischen Hallgerade mit der Steigung aus dem klassischen Bereich (rot). Die Probe weist eine zweidimensionale Ladungsträgerdichte⁵ von $p \approx 5.0 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ und effektive Massen von $m_{eff,[\bar{1}10]} = 0.35m_0$ entlang der $[\bar{1}10]$ Richtung und $m_{eff,[110]} = 0.25m_0$ entlang der $[110]$ Richtung auf. Bei dieser

⁵Ermittelt aus den SdH-Oszillationen zwischen 3T und 8T, vor dem Auftreten des Minimum im Hallwiderstand

Probe knickt der Hallwiderstand nicht nur ab, sondern bei einem Widerstandswert von $0.44 \cdot R_K$ ($B \approx 9.5 \text{ T}$), existiert ein Maximum. Danach sinkt der Widerstand bis er bei $0.36 \cdot R_K$ ($B \approx 11.5 \text{ T}$) ein Minimum erreicht. Anschließend steigt er, bis bei $0.5 R_K$ ein deutlich ausgeprägtes Plateau erreicht wird. Im Bereich dieses lokalen Minimum im Hallwiderstand scheinen auch zusätzliche, wenig ausgeprägte Oszillationen im Längswiderstand zu existieren. In diesem Bereich ist die Anisotropie zwischen den beiden $\langle 110 \rangle$ -Richtungen stärker als in den übrigen Magnetfeldbereichen. Diese Struktur ist eine weitere Probe, bei der die Hallgerade deutlich abknickt.

In Ansätzen ähnliches Verhalten wurde auch von Smorchkova et al. [90] bei Trans-

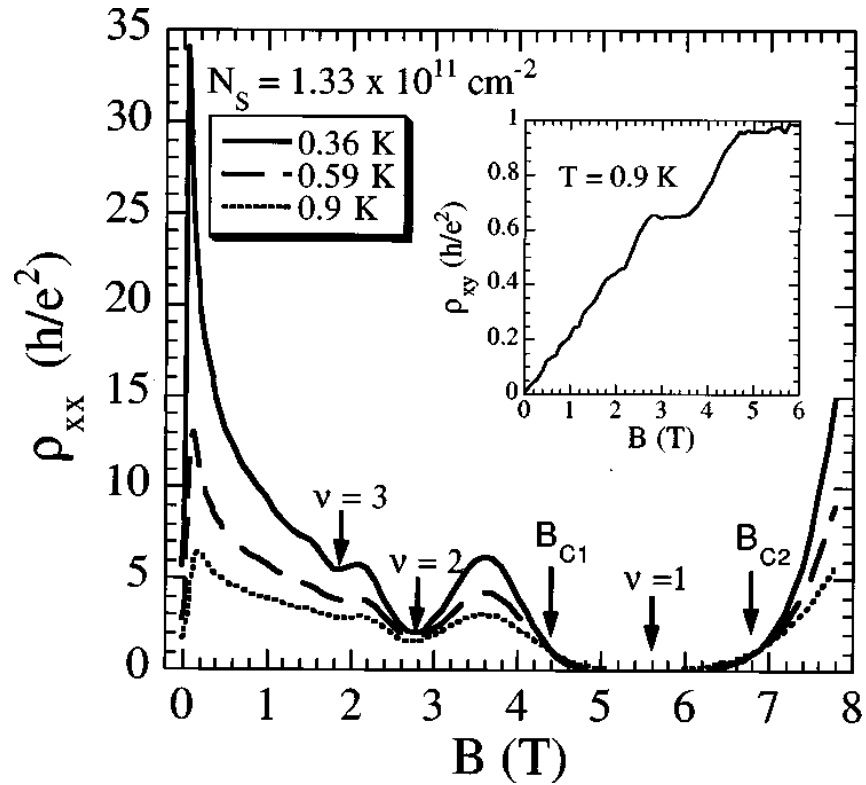


Abbildung 6.29: Längswiderstand und Hallwiderstandsmessung (innenliegend) im senkrecht angelegtem Magnetfeld an einem M2DEG mit einer Ladungsträgerdichte von $n = 1.33 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aus [90].

portmessungen an M2DEGs beobachtet, jedoch bei weitem nicht derart ausgeprägt. Dort wird bei der Hallmessung von deutlich ausgeprägten Hallplateaus berichtet, jedoch insbesondere bei den Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 3$ von unpassenden Widerstandswerten, d.h. wie in Abbildung 6.29 zu sehen bei ungefähr $R_{xy} = 0.65 \cdot R_K$ und $R_{xy} = 0.45 \cdot R_K$. Jedoch wird der Füllfaktor $\nu = 1$ wieder bei etwa R_K erreicht. Somit

knickt auch bei diesem M2DEGs die Hallgerade ab, obwohl der Längswiderstand verschwindet und somit auch hier ein paralleler Kanal ausgeschlossen werden kann. Dieses Abknicken der Hallgerade ist jedoch bei weitem nicht so stark ausgeprägt wie bei den Mn modulationsdotierten 2DHGs. Auch wird von keinen Maxima und Minima in der Hallgeraden berichtet. Die Erklärung wird bei den M2DEGs im Rahmen der Perkolationstheorie des Quanten-Halleffekts gegeben. Wenn die Unordnung eine kritische Perkolationsschwelle übersteigt, besteht in diesem Bild das Quanten Hall-Liquid aus mikroskopischen Inseln, deren Durchmesser im Bereich der magnetischen Länge l_B liegen. Die Leitung erfolgt dann durch Tunneln zwischen diesen Inseln. Die Anwesenheit räumlicher Inhomogenitäten, also von Unordnung, bedingt die Lage der Hallplateaus bei den unpassenden Widerstandswerten [90]. Das Magnetowiderstandverhalten sowohl bei den M2DEGs, also auch bei den hier untersuchten M2DHGs zeigt, dass beim Anlegen eines senkrechten Magnetfeldes die anfängliche, durch Spineffekte bedingte Lokalisierung rasch von einem Quanten Hall-Liquid abgelöst wird, indem ausgedehnte Zustände, bzw. Bänder ausgedehnter Zustände energetisch absinken. Diese kontinuierlichen Quanten-Phasenübergänge verändern den Quanten-Grundzustand in grundlegender Art und Weise [100].

Die Ausbildung und Auswirkungen von Bändern ausgedehnter Zustände wurde bereits in den 80iger Jahren von Khmelnitskii [101] und Laughlin [102] theoretisch behandelt. In diesen Veröffentlichungen wird eine neuartige theoretische Beschreibung von Levin, Libby und Pruiken [103] verwendet, welche die Einführung einer Skalierungstheorie der Lokalisierung in einem zweidimensionalen System in Anwesenheit eines Magnetfeldes zulässt. Damit kann die Vorhersage von Halperin [104], dass Bänder ausgedehnter Zustände⁶ durch Lokalisierung konserviert werden können, quantitativ beschrieben werden. Wird das System durch steigende Unordnung immer weiter Richtung vollständiger Lokalisierung gedrängt, können diese Bänder nicht unstetig verschwinden, weshalb diese Bänder energetisch aufsteigen müssen. Die in [101] und [102] beschriebene Quantifizierung liefert die Energie E_n des n-ten Bandes ausgedehnter Zustände [102]

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \cdot \frac{1 + (\omega_c\tau)^2}{(\omega_c\tau)^2}, \quad (6.1)$$

wobei $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ die Zyklotronfrequenz ist und τ die Transportstreuzeit. Diese Beschreibung gilt, wenn die mittlere freie Weglänge $l_\tau = \tau\hbar\frac{\sqrt{2\pi p}}{m_{eff}}$ kleiner ist als die magnetische Länge $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$. Das niedrigste delokalisierte Band kreuzt die Fermikante, wenn $l_B \approx l_\tau$ [101]. Existiert ein Band ausgedehnter Zustände an der

⁶extendend-state bands

Fermikante, so gilt dann für die Ladungsträgerdichte p_0 an der Fermikante [102]

$$p_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2\pi l_B^2} \cdot \frac{1 + (\omega_c \tau)^2}{(\omega_c \tau)^2} \quad (6.2)$$

Aus der Bedingung, dass die magnetische Länge l_B im Bereich der mittleren freien Weglänge l_τ liegen muss, damit sich ein Band ausgedehnter Zustände an der Fermikante befinden kann, ist es möglich eine Beweglichkeit der Strukturen abzuschätzen. Betrachtet man die in Abbildung 6.28 gezeigte Transportmessung der Probe ssd-inv(A) (803) und geht man davon aus, dass das Band ausgedehnter Zustände im Magnetfeldbereich von $B = 5T$ bis $B = 11T$ unter die Fermikante sinkt, erfolgt dies bei einer magnetischen Länge von $0.77\text{nm} < l_B = l_\tau < 1.15\text{nm}$. Bei einer Dichte von $p \approx 5.0 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ ergibt sich eine Beweglichkeit $105 \frac{Vs}{cm^2} < \mu < 157 \frac{Vs}{cm^2}$. Hier wurde die Dichte aus den SdH-Oszillationen bei Magnetfeldwerten bis $B \approx 8T$ bestimmt. Diese ist kleiner als wenn man die Dichte aus der Lage des Hallplateaus bei $\nu = 2$ bestimmt. In diesem Fall erhält man eine 2D Ladungsträgerdichte von $p \approx 8.2 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$. Geht man davon aus, dass ein Band ausgedehnter Zustände berücksichtigt werden muss, ist dieses Plateau, welches bei $\frac{1}{2} \cdot R_K$ auftritt, nicht dem Füllfaktor $\nu = 2$, sondern dem Füllfaktor $\nu = 1$ zu zuordnen. Dies würde eine Ladungsträgerdichte von $p \approx 4.1 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ ergeben.

Diese bereits beschriebene Änderung der Ladungsträgerdichte tritt ausschließlich in Strukturen auf, deren Hallgeraden abknicken, bei denen sich die $(\frac{1}{B})$ -Periodizität der SdH-Oszillationen ändert und die meist zusätzlich im magnetoresistiven Verhalten des Längswiderstands markante Signaturen auftreten. Anzumerken ist, dass die magnetfeldabhängige Dichte, bestimmt aus der Steigung der Hallgeraden unter Berücksichtigung eines Bandes ausgedehnter Zustände, der Dichte, bestimmt aus den SdH-Oszillationen bei hohen Feldern, im Rahmen der Unsicherheit gut entspricht. Dieses Verhalten ist durch die Unordnung in diesem System bedingt. Aus dem Vergleich mit der nicht invertiert dotierten Struktur, die diese Besonderheiten nicht zeigt, kann gefolgert werden, dass diese Unordnung wesentlich durch die Mn Ionen im QW bedingt ist. Im Gegensatz zu konventionellen zweidimensionalen Ladungsträgersystemen kann diese bei den magnetischen 2D Systemen nicht nur durch die Ladungsträgerdichte und das Potential der Modulationsdotierung, sondern zusätzlich durch die magnetische Dotierung im QW und ein magnetisches Feld beeinflusst werden. So kann die Spin- (Un)ordnung durch ein externes Magnetfeld variiert werden und so der Übergang von einem isolierenden System zu einem Quanten Hall-Liquid an den Kreuzungspunkten B_C und bei manchen Proben auch wieder zurück (vgl. Abbildung 6.27 rechter Graph) beobachtet werden. Dieser Übergang folgt komplizierteren Pfaden im Phasenraum, der von Unordnung und magnetischem Feld aufgespannt wird, als dies für konventionelle Systeme angegeben wird [99], [105]. Da bei den hier untersuchten M2DHGs diese spinabhängigen Effekte im Vergleich

zu M2DEGs zusätzlich durch das p-artige Valenzband beeinflusst werden, erschwert dies zusätzlich die Interpretation der Messergebnisse.

6.7 Zusammenfassung

Es konnten erfolgreich Mn modulationsdotierte zweidimensionale Lochsysteme hergestellt werden. Die unterschiedlichen QW Strukturen können in zwei Klassen eingeteilt werden. Die normal dotierten QW Strukturen zeigen im Niederfeldbereich schwache Antilokalisierungseffekte, die unterhalb von $T=610\text{mK}$ in Widerstandmaxima wechseln, die bezüglich des angelegten Magnetfeldes eine Hysterese aufweisen. Die invertiert und beidseitig dotierten Strukturen zeigen um $B=0\text{T}$ einen temperaturabhängigen starken Lokalisierungseffekt. Die Dichte dieser Strukturen ist temperaturabhängig und scheint bei einigen Strukturen zusätzlich magnetfeldabhängig zu sein. Bei diesen Strukturen knickt die Hallgerade zu niedrigeren Widerstandswerten ab. Eine Erklärungsmöglichkeit wäre die Ausbildung eines zusätzlichen Bandes ausgedehnter Zustände. Die invertiert und beidseitig dotierten Strukturen zeigen einen neuartigen magnetfeldgetriebenen Metall-Isolator Übergang. Dieser hängt von der Temperatur, einem senkrecht angelegtem Magnetfeld und dem Verhältnis von Mn im QW und der zweidimensionalen Ladungsträgerdichte ab. Dies kann mit einem Übergang vom Spin-Singulett zum Spin-Triplett Zustand erklärt werden, der durch die verspannungsinduzierte Ausrichtung der Löcher im HH-Subband und der Mn-Ionen im QW bedingt wird.

Die Ergebnisse aus den Transportmessungen bei mK Temperaturen einiger Proben

Struktur	MnT	Dichte	$m_{eff,[110]}$	$m_{eff,[110]}$	Sprünge	Hyst	Hall
	(°C)	$10^{11}(\text{cm}^{-2})$	(m_0)	(m_0)			Knick
ssd-inv(A)	alt	4.3	0.5	0.3	ja	ja	nein
dsd(A)	alt	7.6	0.275	0.35	nein	ja	ja
ssd-inv(B)	833	6.8	0.2	0.23	nein	ja	ja
ssd	833	4.4	0.13	0.17	nein	ja	ja
ssd-inv(D)	810	11.7	0.25	0.2	nein	ja	nein
ssd-inv(A)	803	5.0	0.35	0.25	nein	ja	ja
ssd-inv(A)	790	4.3	0.5	0.3	nein	ja	ja

Tabelle 6.3: Dichte aus den SdH-Oszillationen, effektive Massen aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen und Nullfeldwiderstand bei 4.2K in Abhängigkeit von Mn-Konzentration und QW-Struktur, Verhalten im Niederfeldbereich und Aussage über das Abknicken der Hallgeraden.

ist in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Es wurde die effektive Masse entlang der beiden $\langle 110 \rangle$ Richtungen, die Ladungsträgerdichte, sowie das magnetoresistive Verhalten im Niederfeldbereich zusammengefasst. Sowohl den normal, als auch den invertiert als auch den beidseitig dotierten Strukturen ist gemeinsam, dass der Magnetowiderstand abhängig von der Probe unterhalb von $T=1\text{K}$ bezüglich des Magnetfeldes eine

Hysteresis zeigt. Die effektive Masse variiert von $0.13m_0$ bis $0.5m_0$, wobei der normal dotierte QW die geringsten Löchermassen aufweist. Bei den anderen Strukturen ist derzeit kein Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte, effektiver Masse, Abknicken der Hallgerade und dem Verhalten des MIT zu erkennen. Proben mit einer höheren Dotierkonzentration sind nicht in der Tabelle aufgenommen, da bei diesen keine Bestimmung der effektiven Masse möglich war. Jedoch zeigen die höher dotierten ssd-inv(A) und dsd(A) Proben bei tiefen Temperaturen ebenfalls Sprünge im Widerstand bei Übergang vom isolierenden Zustand zum Quanten-Hall-Liquid.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Mn dotierte III-V Halbleiterheterostrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen und deren magnetischen, elektrischen und strukturellen Eigenschaften untersucht. Im ersten experimentellen Teil der Arbeit standen ferromagnetische GaMnAs Schichten im Fokus. Im zweiten Teil wurden magnetische Mn modulationsdotierte In-haltige Heterostrukturen hergestellt. Diese neuartigen M2DHGs zeigen bei Magnetotransportexperimenten einige Besonderheiten.

Es wurden dünne GaMnAs Schichten auf (001), (311)A, (311)B und (110) orientierten semi-isolierenden Substraten sowie auf (001) orientierten n- und p- dotierten (GaAs) Substraten hergestellt. Um die Curietemperatur der GaMnAs Schichten auf den unterschiedlichen Substraten zu erhöhen, wurden Wachstumstemperatur, Schichtdicke, As_4/Ga Flussverhältnis optimiert und der Einfluss der Pufferschicht untersucht. Es wurde festgestellt, dass ein 2-5nm dünner, bei tiefen Temperaturen gewachsener $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ Puffer als Diffusionsbarriere für Mn Interstitial Defekte wirkt. Dies ist für das Wachstum sehr dünner GaMnAs Schichten ($d \leq 30\text{nm}$) notwendig sowie für weitere Anwendungen, z.B. vertikale Tunnelstrukturen und Heterostrukturen für optische Untersuchungen hilfreich. Durch Reduzierung der As-Antisitedefekte und der Mn- Interstitialdefekte bereits während des Wachstums konnten 30nm dicke $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ Schichten mit T_C Werten von über 110K für die (001) Richtung, über 85K für die (311)B und über 80K für die (311)A und (110) Richtungen hergestellt werden. Bei Schichtdicken zwischen 30nm und 50nm konnten die höchsten Werte erzielt werden. Zum Ausheilen der Mn-Interstitial Defekte nach dem Wachstum zum Erhöhen der Ladungsträgerdichte und T_C wurden die Schichten sowohl unter einer amorphen Arsen-Deckschicht, als auch an Luft getempert. Da das Ausheilen unter einem As-Cap nur eine geringe Erhöhung und bei der (110) Richtung sogar eine Erniedrigung von T_C bewirkt, wurden die Proben hauptsächlich an Luft ausgeheilt. Bei geeigneten Parametern konnten die Werte für T_C auf 168K

für die (001) Richtung, 97K für die (311)B, 114K für die (110) und 100K für die (311)A Richtung erhöht werden. Der Wert für die (001) Richtung liegt sehr nahe an den derzeit bekannten Maximalwerten für T_C von ca. 180K.

Ferner wurde das Wachstum von ferromagnetischen GaMnAs Schichten in der unpolaren (110) Richtung etabliert und das Anisotropieverhalten vorgestellt. Weiter wurden die Wachstumsparameter auf das Überwachsen von [110] Spaltkanten übertragen. Es konnten dünne GaMnAs Schichten mit Curie-Temperaturen bis zu 75K auf [110] und $\bar{1}10$ Spaltkanten hergestellt und erste Magnetotransportexperimente an diesen durchgeführt werden. Als Anwendungsbeispiel wurden magnetische pn-Übergänge hergestellt. Dazu wurden in einem ersten Wachstumsschritt mit Si dotierte (001) GaAs Substrate hergestellt und dann die Spaltkante mit GaMnAs überwachsen. So konnten ferromagnetische GaMnAs Schichten mit $T_C \approx 60K$ hergestellt werden, die über die Heterostruktur gemessen eine für pn-Dioden typische Strom-Spannungskennlinien zeigen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden zweidimensionale Ladungsträgersysteme mit $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{InAs}$ QW Strukturen hergestellt und charakterisiert. Da die Gitterfehlانpassung zwischen GaAs und InAs 7% beträgt, ist zunächst das Wachstum einer metamorphen Pufferschicht zur Verspannungsrelaxation und Anpassung der Gitterkonstanten notwendig. Bei dieser wird der In-Gehalt graduell auf 75% erhöht und anschließend die aktive QW Struktur gewachsen. Diese besteht aus einer mit Si oder Mn dotierten InAlAs Dotierschicht, einem InAlAs Spacer und meist einem InGaAs QW mit eingebetteten kompressiv verspannten InAs Kanal. Je nach Dotierung entstehen so zweidimensionale Elektronen- (Dotierung mit Si) oder Lochsysteme (Dotierung mit Mn). Zur Variation der Verspannungssituation im QW wurde der metamorphe Puffer nach der Overshoot-Methode übernommen und an die Parameter der Regensburger MBE-Anlage angepasst. Bei diesem Puffer wird der In Gehalt zunächst auf 85% erhöht und kurz vor der QW Struktur wieder auf 75% erniedrigt. So kann die laterale Gitterkonstante verändert werden und damit auch die Verspannung in Wachstumsrichtung. Diese Proben wurden strukturell mittels TEM, HRTEM und AFM Aufnahmen untersucht. Die Kristallqualität sowohl bei den Mn, als auch Si dotierten QW Strukturen ist von hoher Qualität. Die Oberflächenmorphologie zeigt das typische Kreuzschraffurmuster. Die Untersuchungen zu den Pufferschichten wurden an 2DEGs bei 4.2K durchgeführt. Die höchsten erreichten Beweglichkeiten waren $\mu = 100000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ bei einer Ladungsträgerdichte von $n = 17.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Magnetotransportexperimente zeigen eine Beweglichkeitsanisotropie zwischen den beiden $\langle 110 \rangle$ Richtungen, was in Zusammenhang mit dem Kreuzschraffurmuster steht. Bei tiefen Temperaturen treten schwache Lokalisierungs- und Antilokalisierungseffekte auf.

Die Mn modulationsdotierten magnetischen Lochsysteme können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Die Kategorie der normal dotierten Strukturen besitzt nur eine Dotierschicht, die in Wachstumsrichtung nach dem QW folgt, so dass ausgeschlossen werden kann, dass Mn Ionen auf substitutionellen Plätzen im QW eingebaut sind. Die zweite Kategorie verfügt über eine Dotierschicht, die in Wachstumsrichtung nach dem QW liegt. Dazu gehören alle invertiert und beidseitig dotierten Strukturen. SIMS Profile an diesen Strukturen zeigen, dass bei diesen durch Segregation und Diffusion während des Wachstumsprozesses Mn-Ionen im QW eingebaut sind. Diese beiden Kategorien unterscheiden sich bei den Transportmessungen in wesentlichen Punkten, jedoch weist bei beiden der positive Hallkoeffizient, die Landauquantisierung, beobachtbar durch Hallplateaus und SdH Oszillationen, die Entstehung eines 2DHGs eindeutig nach.

Bei Transportmessungen an der normal dotierten Struktur treten im Niederfeldbereich schwache Antilokalisierungseffekte auf, die unterhalb von $T=610\text{mK}$ in Widerstandsmaxima wechselt, die zusätzlich eine Hysterese bezüglich des Magnetfeldes zeigen. Bei den invertiert und beidseitig dotierten Strukturen dagegen treten starke Lokalisierungseffekte auf. Bei tiefen Temperaturen zeigt das Widerstandsmaxima um $B=0\text{T}$ bei allen untersuchten Strukturen eine Hysterese. Die Nullfeldwiderstandswerte dieser Strukturen ist stark temperaturabhängig, ebenso die Ladungsträgerdichte. Bei den Strukturen mit Mn im QW kann ein neuartiger magnetfeldgetriebener MIT detektiert werden. Dieser hängt von der Temperatur, von der orthogonalen Komponente eines angelegten Magnetfeldes und dem Verhältnis zwischen zweidimensionaler Ladungsträgerdichte und Dichte der Mn-Ionen im QW ab. Durch die kompressive Verspannung im QW sind sowohl die Spins der freien Ladungsträger des HH Subbandes, als auch die magnetischen Momente der Mn-Ionen senkrecht zum QW orientiert. Durch diese Konfiguration können sich im Niederfeldbereich je ein Loch und ein Mn-Ion antiparallel orientieren, was einem Spin-Singulett Zustand mit kleinem Bohrradius entspricht, d.h. das Loch ist stark an das Mn-Ion gebunden, und steht nicht weiter zum Ladungstransport zu Verfügung. Das System ist lokalisiert. Ein senkrecht angelegtes Magnetfeld bewirkt bei der Feldstärke B_{MIT} einen Phasenübergang vom Spin-Singulett zum Spin-Triplett Zustand, d.h. Loch und Mn-Ion sind parallel orientiert und der Bohrradius steigt, die Löcher sind delokalisiert und stehen wieder zum Ladungstransport zur Verfügung.

Zu diesem Erklärungsansatz wird derzeit von C. Sliwa ein theoretisches Modell aufgestellt. Erste Berechnungen liefern bereits eine qualitative Übereinstimmung mit diesem Modell, jedoch beträgt die Änderung des Bohrradius in dieser ersten stark vereinfachten Näherung nur ca. 5% [106]. Weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen sind zur qualitativen Erklärung dieses MITs nötig.

Zusätzlich zeigen einige der invertiert und beidseitig dotierten Strukturen eine Variation der Dichte und ein Abknicken der Hallgerade. Es konnte ausgeschlossen werden, dass dies auf einen parallelen leitfähigen Kanal zurückzuführen ist. Dieser Effekt

könnte auf Unordnungphänomene im System, bedingt durch die Mn-Ionen und magnetischen Momente im QW, zurückgeführt werden. Eine mögliche Erklärung der Daten aus den Transportmessungen kann mit Hilfe eines zusätzlichen Bandes ausgedehnter Zustände erfolgen.

Es kann kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der zweidimensionalen Ladungsträgerdichte, der QW Struktur, der Ausgeprägtheit des MITs, dem Abknicken der Hallgerade und der effektiven Massen festgestellt werden. Die effektive Masse ist wie auch der Magnetowiderstand anisotrop und beträgt zwischen $m_{eff}=0.13m_0$ und $m_{eff}=0.5m_0$.

Anhang A

Vorbereitung der Proben für das MBE Wachstum

- Aufkleben von epi-ready GaAs-Substraten oder mittels MBE hergestellter Substraten mit flüssigem Gallium auf Tantalhalter oder der gereinigten unmittelbar gespaltenen Precleave Proben mit flüssigem Gallium auf CEO Halter
- Einschleusen in das UHV System
- Abdampfen von Wasser auf einer Heizstation im Buffersystem bei ca. 400°C (mind. 1.5h)
- Abheizen der Oxidschicht unter As-Fluss in der Wachstumskammer bei über 600°C (Oxid Desorptions-Temperatur der epi-ready Substrate: $\sim 582^\circ\text{C}$)

Standard Wachstumsparameter (Hochtemperatur)

Wachstum in polare-Richtungen [001], [311])

- Substrattemperatur: 600 - 640 °C
- Wachstumsrate: 2.5 - 3 /s
- $\text{BEP}^1(\text{As}_4)$: $7 \cdot 10^{-6}$ Torr

Wachstum in unpolare-Richtung [110], $\bar{1}10$)

- Substrattemperatur: 480 °C
- Wachstumsrate: 1.3 /s
- $\text{BEP}(\text{As}_4)$: $2.5 - 3 \cdot 10^{-5}$ Torr

¹beam equivalent pressure

Anhang B

Bestimmung des Schichtwiderstandes mit der van-der Pauw Methode

Für die Bestimmung des Schichtwiderstandes in van-der-Pauw Geometrie werden mindesten vier Kontakte benötigt, meistens werden acht Kontakte verwendet. Befinden sich die als punktförmig angenommenen Kontakte am Probenrand, was durch Anritzen der Probe vor dem Anlöten des Kontaktmaterials gewährleistet wird, und ist das Innere der Probe frei von Löchern, so kann der Schichtwiderstand durch zyklisches Vertauschen der Kontakte bei der Vier-Punkt Widerstandsmessung unabhängig von der Form der Probe ermittelt werden.

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln(2)} \cdot \frac{R_{ABCD} + R_{BCDA}}{2} \cdot f(Q) \quad (1)$$

Wobei die Funktion $f(Q)$ mit $Q = \frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$ den so genannten van der Pauw Korrekturfaktor darstellt und numerisch bestimmt werden kann. Eine Herleitung der dazu nötigen funktionentheoretischen Berechnung findet sich in [26] und in [107].

Anhang C

Rezepte Strukturierung

Mesastrukturierung

- Standardreinigung
- Fotolack AR-P 3740 auf schleudern mit den Parametern
 - Schritt 1: 3000 - 5 - 5
 - Schritt 2: 6000 - 0 - 30
- 5 min bei 90°C ausheizen
- Im Maskaligner 60s durch Fotomaske # 43 belichten
- 45 s in NaOH (AR 300-26) : Reinstwasser = 1 : 3 entwickeln, Entwicklungsvorgang in Reinstwasser stoppen und mit Stickstoff trocken blasen
- Naßchemisches Ätzen:
 - Essigsäure : H_2O_2 : Reinstwasser wie 5 : 1 : 5
 - je nach Material und benötigter Ätztiefe 60s bis 160s
 - Ätzprozess in Reinstwasser stoppen
- Lack in Aceton entfernen
- Standardreinigung
- Ätztiefe mit Profilometer prüfen

Isolationsschicht

- Standardreinigung
- Beschichtung mit ca. 130nm Parylene (Menge Ausgangsmaterial abhängig ob Furnace warm oder auf Zimmertemperatur)
- Überprüfung der Schichtdicke mit Weißlichtinterferometer

Metallelektrode

- Evakuieren der Univex auf $3 \cdot 10^{-6}$ mbar
- 10nm Titan, Rate: 1.5/s
- 120nm Gold, Rate: 1.5/s

Ohmsche Kontakte

- n-Kontakte:
 - Probe (Kontaktfläche) anritzen
 - In-Kontakte (In 6N) anlöten
 - Einlegieren in Formiergasatmosphäre bei 460°C für 300s mit einer Rampen von 300s
- p-Kontakte:
 - Probe (Kontaktfläche) anritzen
 - InZn (4-6% Zn, In 6N) anlöten
 - Einlegieren in Formiergasatmosphäre bei 350 °C für 60s mit einer Rampen von 60s
- Heterostrukturen mit einer GaMnAs-Schicht: p-Kontakte, bzw. n-Kontakte ohne Einlegieren

Fertigstellung der Probe

- Au-Draht anlöten oder mit zweikomponentigem Leitsilber ankleben
- Proben mit PMMA oder Vakuumfett in Chipcarrier oder Probensockel befestigen
- Drähte an Kontaktflächen des Chipcarriers oder den Pins des Probensockels ankleben oder anlöten

Abbildungsverzeichnis

2.1	Austauschintegral ($J_{ij}^{RKKY}(r_{ij})$) der RKKY Wechselwirkung.	11
2.2	Schematische Darstellung des von freien Ladungsträgern vermittelten Ferromagnetismus	12
2.3	Schematische Darstellung der Aufspaltung der s- und d-Bänder aufgrund endlicher Austauschwechselwirkung [13].	15
2.4	Messungen zum NMR Effekt in GaMnAs	16
2.5	Schematische Darstellung des asymmetrischen Überlapp der Ladungsverteilung aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung [11].	17
2.6	Schematische Darstellung des skew scattering Mechanismus	19
2.7	Bandstrukturen verschiedener p-dotierten AlGaAs/GaAs Heterostrukturen	22
2.8	Verbreiterte Landauniveaus	24
2.9	Exemplarische Transportmessung eines 2DEGs	26
2.10	Schematischer Landaufächer	27
2.11	Schematische Darstellung von Leitungs- und Valenzband von GaAs am Γ -Punkt (nach [30]).	29
2.12	Links: Trajektorien freier Ladungsträger von Ort A zu Ort B. Rechts: Vergrößerung eines Selbstkreuzungspunktes P.	32
3.1	Schematischer Querschnitt der Wachstumskammern.	34
3.2	Regensburger MBE-System	35
3.3	Blick in die Kammer auf die Öffnungen der Effusionszellen	36
3.4	Gebrauchter mit Mn gefüllter PBN Tiegel (oben) und gebrauchtes mit Mn zuggedampftes Tantal-Gitter (unten).	37
3.5	Schematische Darstellung der Entstehung von RHEED Oszillationen .	40
3.6	Intensitätsoszillationen des Spiegelreflexes im RHEED-Beugungsbildes	41
3.7	Hallbarstruktur mit metallischer Gateelektrode	43
3.8	Bild unterschiedlich strukturierter Proben	44
3.9	^4He -Kryo mit ^3He Einsatz	46
3.10	Schematischer Aufbau eines AFM.	49

4.1	MBE Phasendiagramm für das Wachstum von GaMnAs Schichten [43].	52
4.2	Gitterstruktur von GaMnAs und den häufigsten Gitterdefekten	53
4.3	Rheed-Probe auf dem Manipulator.	56
4.4	GaMnAs RHEED-Oszillationen	57
4.5	Transportmessung zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte bei GaMnAs Schichten	60
4.6	TEM Aufnahmen an GaMnAs Schichten mit unterschiedlichen Mn Konzentrationen bei gleicher Wachstumstemperatur	61
4.7	GaMnAs-Nadeln	61
4.8	Zeitlicher Verlauf des Schichtwiderstandes (Vierpunktmessung) während des Annealing Prozesses bei 200°C an Luft.	67
4.9	TEM Aufnahme in Draufsicht Geometrie (plan-view) einer 50nm (110) GaMnAs Schicht.	73
4.10	Magnetotransportuntersuchungen an (110) orientierten GaMnAs Schichten	74
4.11	Hysteresekurven aus SQUID Messungen entlang der [110]-, [100] und $\bar{[110]}$ -Richtung.	75
4.12	Freie Energieoberfläche einer (110) orientierten GaMnAs Schicht . . .	75
4.13	Precleave GaMnAs Probe mit 8 angelöteten InZn-Kontakten, eingebaut in einen Probensockel.	76
4.14	Transport an Precleave GaMnAs Schichten	77
4.15	Bandschema eines magnetischen pn-Übergangs im Gleichgewicht . . .	78
4.16	Schematisch Darstellung der Diodenstruktur und temperaturabhängiger Schichtwiderstand der GaMnAs Schicht	79
4.17	U-I Kennlinie über den magnetischen p-n Übergang	80
5.1	Bandlücke und Gitterkonstante der prominentesten binären Halbleiter und deren ternären Verbindungen, nach [23].	83
5.2	Kalibrierung der In-Wachstumsrate ermittelt aus RHEED-Oszillationen.	84
5.3	Misfit Dislocation im kubischen Gitter.	85
5.4	AFM Aufnahme der Oberflächenmorphologie.	86
5.5	TEM Aufnahme der Pufferschicht	87
5.6	Hochauflösende TEM Aufnahme einer Si-dotierten und Mn-dotierten invertiert dotierten QW Struktur mit eingebettetem InAs Kanal. . . .	88
5.7	Schichtfolge der beiden metamorphen Pufferschichten.	90
5.8	Schichtfolge und Bandstruktur einer invertiert dotierter QW Struktur mit zusätzlichem InAs Kanal	91
5.9	AFM Aufnahmen von Proben mit geringerer Elektronenbeweglichkeit.	93
5.10	AFM Aufnahmen der Proben mit höherer Elektronenbeweglichkeit . .	93
5.11	Magnetotransportuntersuchung an InAs 2DEGs im Hochfeldbereich bei mK-Temperaturen	95

5.12	Magnetotransportuntersuchung an InAs 2DEGs im Niederfeldbereich bei mK-Temperaturen	96
6.1	Magnetotransportuntersuchung an mit Mn normal und invertiert dotierten InAs QW Strukturen bei 1.6K	100
6.2	Hochfeldbereich einer Mn dotierten ssd QW Struktur	102
6.3	Temperaturabhängige Transportmessung an einer ssd Struktur	103
6.4	Quanteninterferenzeffekte in einer mit Mn normal dotierten InAs QW Struktur bei mK Temperaturen.	104
6.5	Hysteresis im Niederfeldbereich bei der Struktur ssd.	105
6.6	Magnetowiderstand bei 4.2K für ssd-inv(A) gewachsen auf Puffer 1 für unterschiedliche Mn Konzentrationen in der InAlAs:Mn Schicht. .	107
6.7	Magnetowiderstand bei 1.6K für ssd-inv(A) (833) gewachsen auf Puffer 1 (blau) und Puffer 2 (schwarz).	108
6.8	Temperaturabhängiger Nullfeldschichtwiderstand entlang der $[\bar{1}10]$ Richtung von 1.7K bis 80K für einige invertiert dotierte Strukturen. . . .	109
6.9	Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte	110
6.10	Transportmessung mit zum 2DHG parallelem Magnetfeld bei 4.2K an ssd-inv (A) (alt).	111
6.11	Transportmessungen an ssd-inv(A) (alt) bei mK Temperaturen	112
6.12	Schematische Darstellung der dc-Zweipunktmessanordnung	113
6.13	U-I Kennlinie von ssdinv(A) (alt) bei 30mK in Abhängigkeit eines senkrecht zum QW angelegten Magnetfelds.	114
6.14	Winkelabhängigkeit des Sprungfeldes B_{MIT}	115
6.15	Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von der Spannung am Topgate zeigen eine Hysteresis bezüglich der Sweeprichtung von U_G . .	116
6.16	Zweidimensionale Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der Gatespannung U_G	117
6.17	Transportmessungen im MIT-Bereich bei 170mK für die beiden Sweeprichtungen von U_G	118
6.18	Transportmessung an ssd-inv(D) (810).	119
6.19	Temperaturabhängige Transportmessungen im MIT-Bereich bei mK-Temperaturen an ssd-inv(A) (alt).	120
6.20	Skalierung des Nullfeldwiderstandes gegen Temperatur in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte für ssd-inv(A) (alt).	121
6.21	SIMS Messungen	123
6.22	Aufspaltung der Subbänder eines kompressiv verspannten QWs	124
6.23	Mechanismus des MIT	125
6.24	Transportmessung an dsd(A) (alt) im Hochfeldbereich	127
6.25	Magnetfeldabhängige Ladungsträgerdichte	129

6.26	Temperaturabhängige Längswiderstandsmessungen im mK-Bereich an ssd-inv(B) (833).	130
6.27	Temperaturabhängige Längswiderstandsmessungen im mK-Bereich an ssd-inv(A) (alt). Nur bei der $[\bar{1}10]$ Richtung erscheinen zwei Kreuz- zungspunkte (rechts).	131
6.28	Transportmessung an ssd-inv(A) (803) bei 20mK.	133
6.29	Längswiderstand und Hallwiderstandsmessung (innenliegend) im senk- recht angelegtem Magnetfeld an einem M2DEG mit einer Ladungs- trägerdichte von $n=1.33 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aus [90].	134

Tabellenverzeichnis

4.1	Übersicht über unterschiedliche Schichtfolgen und Wachstumsparameter	62
4.2	Einfluss de As/Ga Verhältnis auf unterschiedliche Wachstumsorientierungen	63
4.3	T_C und Ladungsträgerdichte bei 4.2K und Raumtemperatur für unterschiedliche $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ Schichtdicken gewachsen auf (001) GaAs mit Struktur (I).	65
4.4	Vergleich der Annealingzeiten unterschiedlicher Strukturen und Wachstumsorientierungen	68
4.5	Annealing Zeit t , T_C und Ladungsträgerdichte p vor und nach dem Ausheilprozess und daraus abgeschätzte Defektdichte.	69
4.6	Vergleich der Werte für T_C in Abhängigkeit von der Wachstumsrichtung.	71
4.7	Vergleich der unterschiedlichen Strukturen gewachsen auf (110) Substraten, [110] und $[\bar{1}10]$ Spaltkanten (Precleave) bezüglich T_C und Ausheilverhalten.	76
5.1	Bandparamater von InAs, GaAs, AlAs und deren ternären Verbindungen	82
5.2	Einfluss der Pufferschicht auf Oberflächenmorphologie, Dichte und Beweglichkeit	92
6.1	Überblick über die Mn modulationsdotierten QW Strukturen	99
6.2	Dichte und Magnetowiderstandverhalten im Niederfeldbereich	106
6.3	Dichte aus den SdH-Oszillationen, effektive Massen aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen und Nullfeldwiderstand bei 4.2K in Abhängigkeit von Mn-Konzentration und QW-Struktur, Verhalten im Niederfeldbereich und Aussage über das Abknicken der Hallgeraden.	138

Literaturverzeichnis

- [1] S. Datta and B. Das: Electronic analog of the electro-optic modulator, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [2] C. Zener: Interaction between the d-Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure, Phys. Rev. **82**, 403 (1951).
- [3] J. B. Goodenough: Magnetism and Chemical Bond, John Wiley and Sons, New York, 1963.
- [4] K. I. Kugel and D. I. Khomskii: The Jahn-Teller effect and magnetism: transition metal compounds, Sov. Phys. Usp. **25**(4), 231 (1982).
- [5] P. W. Anderson, Murray Hill and H. Hasegawa: Considerations on Double Exchange, Phys. Rev. **100**, 675 (1955).
- [6] H. Ohno, F. Matsukura, T. Omiya, and N. Akiba: Spin dependent tunneling and properties of ferromagnetic (Ga,Mn)As, J. Appl. Phys. **85**, 84277 (1999).
- [7] W. Nolting: Quantentheorie des Magnetismus Teil I, Teubner Verlag Stuttgart, 1986.
- [8] J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Žutić: Semiconductor Spintronics, acta physica slovacica **57**(4), 565 (2007).
- [9] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand: Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors, Science **287**(5455), 1019 (2000).
- [10] K. Y. Wang, K.W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, N. R. S. Farley, and C. T. Foxon, M. Sawicki, P. Boguslawski, and T. Dietl: Influence of the Mn interstitial on the magnetic and transport properties of (Ga,Mn)As, Appl. Phys. **95**, 6512 (2004).

- [11] Ch. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag München Wien, 2002.
- [12] N. F. Mott: Electrons in transition metals, *Advances in Physics* **13**(51), 325–422 (1964).
- [13] R. Gross und A. Marx: Grundlagen der Magnetoelektronik, Vorlesungsskript, Technische Universität München, 2004.
- [14] W. Limmer, W. Glunk, J. Daubler, T. Hummel, W. Schoch, and R. Sauer, C. Bihler, H. Huebl and M. S. Brandt, and S. T. B. Goennenwein: Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (311)A-oriented (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. B* **74**, 205205 (2006).
- [15] H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, and M. L. Roukes: Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices, *Phys. Rev. Lett* **90**, 107201 (2003).
- [16] M. Döppe: Magnetotransport- und Anisotropieuntersuchungen an (001)- und (311)A-(Ga,Mn)As, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [17] L. Berger: Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
- [18] K. K. Choi, D. C. Tsui, and S. C. Palmateer: Electron-electron interactions in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures, *Phys. Rev. B* **33**, 8216 (1986).
- [19] S. H. Chun, Y. S. Kim, H. K. Choi, I. T. Jeong, W. O. Lee, K. S. Suh, Y. S. Oh, K. H. Kim, Z. G. Khim, J. C. Woo, and Y. D. Park: Interplay between Carrier and Impurity Concentrations in Annealed Ga_{1-x}Mn_xAs: Intrinsic Anomalous Hall Effect, *JMMM* **310**(20), 2064 (2007).
- [20] C. Michel, S. D. Baranovskii, O. Thomas, W. Heimbrod, M. T. Elm, P. J. Klar, B. Goldlücke, U. Wurstbauer, M. Reinwald, and W. Wegscheider: Quantitative modeling of the annealing-induced changes of the magnetotransport in Ga_{1-x}Mn_xAs alloys, *J. Appl. Phys.* **102**, 073712 (2007).
- [21] I. Vurgaftman, J. Meyers, and L. Ram-Mohan: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys* **89**, 5815 (2001).
- [22] J. Bauer: Transporteigenschaften Zweidimensionaler Lochsysteme, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [23] W. Wegscheider und D. Weiss: Vorlesungsskript Halbleiterphysik, 2006.

- [24] S. Datta: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Fifth edition Aufl., Cambridge University Press, 2003.
- [25] N. M. Ashcroft and N. D. Mermin: *Solid State Physics*, Holt-Saunders International Editions, 1976.
- [26] Universität Regensburg: *Anleitung zum Fortgeschrittenen-Praktikum - der Quanten-Hall-Effekt*.
- [27] A. Gold: Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature, *Phys. Rev. B* **35**, 723 (1987).
- [28] A. Gold: Scattering time and single-particle relaxation time in a disordered two-dimensional electron gas, *Phys. Rev. B* **38**, 10798 (1988).
- [29] V. Umansky, R. de Picciotto and M. Heiblum: Extremely high-mobility two dimensional electron gas: Evaluation of scattering mechanism, *Appl. Phys. Lett.* **71**(5), 683 (1997).
- [30] R. Winkler: *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer, 2003.
- [31] P. T. Colderidge, M. Hayne, P. Zawadzki, and A. S. Sachrajda: Effective masses in high-mobility 2D electron gas structures, *Surface Science* **361/362**, 560 (1996).
- [32] S. Elhamri, R. S. Newrock, and D. B. Mast: $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures: Effective mass and scattering times, *Phys. Rev. B* **57**(3), 1374 (1998).
- [33] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern: Electronic properties of two-dimensional systems, *Rev. Mod. Phys.* **54**(2), 437 (1982).
- [34] N. H. Thilloßen: *Spin-Bahn-Wechselwirkung in niedrigdimensionalen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Elektronengasen*, Doktorarbeit, RWTH Aachen, 2006.
- [35] S. V. Iordanskii, Y. B. Lyanda-Geller and G. E. Pikus: Weak Localization in Quantum Wells with Spin-Orbit Interaction, *JETP Lett.* **60**, 206 (1994).
- [36] M. Reinwald: *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischen (Ga,Mn)As auf der GaAs(001)- und (311)A-Oberfläche*, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2005.
- [37] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni, and J. Spector: Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1697 (1990).

- [38] C. Heyn: Persönliche Mitteilung, März 2008.
- [39] M. A. Herman, W. Richter and H. Sittner: Epitay, Springer, 2004.
- [40] W. Braun: Applied Rheed: Reflection High-Energy Electron Diffraction During Growth, Springer, 1999.
- [41] C. Enns and S. Hunklinger: Tieftemperaturphysik, Springer, Berlin, 2000.
- [42] M. Soda: Persönliche Mitteilung, Januar 2008.
- [43] H. Ohno: Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic, *Science* **281**, 951 (1998).
- [44] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye: (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs, *Appl. Phys. Lett* **69**(3), 363 (1996).
- [45] H. Munekata, H. Ohno, H. Molnar, S. von Segmüller, A. Chan, and L. L. Esaki: Diluted magnetic III-V semiconductors, *Phys. Rev. Lett* **63**, 1849 (1989).
- [46] P. Pfättisch: Feldeffekt in (Ga,Mn)As-Strukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [47] V. Avrutin, D. Humienik, S. Frank, A. Koeder, W. Schoch, W. Limmer, W. Sauer, and A. Waag: Growth of GaMnAs under near-stoichiometric conditions, *J. Appl. Phys.* **98**, 023909 (2005).
- [48] R. C. Myers, B. L. Sheu, A. W. Jackson, A. C. Gossard, P. Schiffer, N. Samarth, and D. D. Awschalom: Antisite effect in hole-mediated ferromagnetism in (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. B* **74**, 155203 (2006).
- [49] F. Glas, G. Patriache, L. Largeau, and A. Lemaître: Determination of the Local Concentrations of Mn Interstitials and Antisite Defects in GaMnAs, *Phys. Rev. Lett* **93**(8), 086107 (2004).
- [50] J. Mašek and F. Máca: Interstitial Mn in (Ga,Mn)As: Binding energy and exchange coupling, *Phys. Rev. B* **69**, 165212 (2004).
- [51] M. Adell, L. Ilver, J. Kanski, V. Stanciu, P. Svedlindh, J. Sadowski, J. Z. Domagala, F. Terki, C. Hernandez, and S. Charar: Postgrowth annealing under As capping: An alternative way to increase T_C , *Appl. Phys. Lett.* **86**, 112501 (2005).

- [52] K. W. Edmonds, P. Boguslawski, K. Y. Wang, R. P. Campion, S. N. Novikov, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, and J. Bernhole: Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. Lett.* **92**(3), 037201 (2004).
- [53] H. Raebiger, M. Ganchenkova, and J. von Boehm: Diffusion and clustering of substitutional Mn in (Ga,Mn)As, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 12505–1–3 (2006).
- [54] J. Daeubler, M. Glunk, W. Schoch, W. Limmer, and R. Sauer: Lattice parameter and hole density of (Ga,Mn)As on GaAs(311)A, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 051904 (2006).
- [55] J. Mašek, J. Kudrnovsky, and F. Máca: Lattice constant in diluted magnetic semiconductors (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. B* **67**, 153203 (2003).
- [56] L. X. Zhao, R. P. Campion, P. F. Fewster, R. W. Martin, B. Y. Ber, A. P. Kovarsky, C. R. Staddon, K. Y. Wang, K. W. Edmonds, C. T. Foxon, and B. L. Gallagher: Determination of the Mn concentration in GaMnAs, *Semic. Sci. Technol.* **20**, 369 (2005).
- [57] K. Y. Wang: Magnetism in (Ga,Mn)As thin films with T_C up to 173K, *AIP Conference Proceedings* **772**, 333 (2005).
- [58] U. Wurstbauer: Untersuchungen am verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [59] C. Bihler, H. Hueble, M. S. Brandt, S. T. B. Gönnerwein, M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, D. Weiss, and W. Wegscheider: Magnetic anisotropy of $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ thin films probed by ferromagnetic resonance, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 012507 (2006).
- [60] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, L. X. Zhao, M. Sawicki, R. P. Campion, B. L. Gallagher, and C. T. Foxon: (Ga,Mn)As grown on (311) GaAs substrates: Modified Mn incorporation and magnetic anisotropies, *Phys. Rev. B* **72**, 115207 (2005).
- [61] M. Henini, P. Rodgers, P. Crump, B. Gallagher, and G. Hill: The growth and physics of ultra-high-mobility two-dimensional hole gas on (311)A GaAs surface, *J. Cryst. Growth* **150**, 451 (1995).
- [62] F. Fischer, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, M. Grayson, and K. Neumaier: Modulating the growth conditions: Si as an acceptor in (110) GaAs for high mobility p-type heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 192106 (2005).

- [63] U. Wurstbauer, M. Sperl, M. Soda, D. Neumaier, G. Bayreuther, J. Zweck, and W. Wegscheider: Ferromagnetic GaMnAs grown on (110) faced GaAs, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 102506 (2008).
- [64] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno: Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4196 (1999).
- [65] S. Doehrmann, D. Haegele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, and M. Oestreich: Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells: Anisotropy and Intersubband Effects, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 147405 (2004).
- [66] K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion, A. C. Neumann, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, and C. T. Foxon: High-Curie-temperature $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ obtained by resistance-monitored annealing, *Appl. Phys. Lett.* **81**(26), 4991 (2002).
- [67] C. T. Foxon and B. A. Joyce: Interaction kinetics of As_2 and Ga on 100 GaAs surfaces, *Surf. Sci.* **64**, 293 (1997).
- [68] M. Utz: Persönliche Mitteilung, (Januar 2008).
- [69] M. B. Stone, K. C. Ku, S. J. Potashnik, B. L. Sheu, N. Sarmath, and P. Schiffer: Capping-induced suppression of annealing effects on $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ epilayers, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4568 (2003).
- [70] J. Sadowski and J. Z. Domagala: Influence of defects on the lattice constant of GaMnAs, *Phys. Rev. B* **69**, 075206 (2004).
- [71] K. C. Ku, S. J. Potashnik, R. F. Wang, S. H. Chun, P. Schiffer, N. Sarmath, M. J. Seong, A. Mascarenhas, E. Johnston-Halperin, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: Highly enhanced Curie temperature in low-temperature annealed (Ga,Mn)As epilayers, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2302 (2003).
- [72] M. Hirmer: Optimierung eines Annealingverfahrens zur Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften epitaktisch hergestellter GaMnAs Schichten, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [73] R. Schulz, T. Korn, D. Stich, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller: Ultrafast optical studies of diffusion barriers between ferromagnetic Ga(Mn)As layers and non-magnetic quantum wells, *Physica E* **40**(6), 2163 (2008).

- [74] A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, and M. Tanaka: High temperature ferromagnetism in GaAs-based heterostructures with Mn delta doping, *Phy. Rev. Lett.* **95**(1), 017201 (2005).
- [75] S. Lee, S. J. Chung, I. S. Choi, Sh. U. Yuldeshev, H. Im, T. W. Kang, W.-L. Lim, Y. Sasaki, X. Liu, T. Wojtowicz, and J. K. Furdyna: Effect of Be doping on the Properties of GaMnAs ferromagnetic semiconductors, *J. Appl. Phys.* **93**(10), 8307 (2003).
- [76] T. Jungwirth, J. Mašek, J. Sinova, and A. H. MacDonald: Ferromagnetic transition temperature enhancement in (Ga,Mn)As semiconductors by carbon doping, *Phys. Rev. B* **68**, 161202 (2003).
- [77] J. Fabian, I. Žutić, and D. Das Sarma: Spin-Polarized Transport in Inhomogeneous Magnetic Semiconductors: Theory of Magnetic/Nonmagnetic p-n Junctions, *Phys. Rev. Lett.* **88**(6), 066603 (2002).
- [78] S. Heigl: Untersuchung von epitaktisch hergestellten magnetischen bipolaren III-V Halbleiterheterostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [79] K. Takamura, F. Matsukura, D. Chiba, and H. Ohno: Magnetic properties of (Al,Ga,Mn)As, *Appl. Phys. Lett.* **81**(14), 2590 (2005).
- [80] C. H. Möller, Ch. Heyn and D. Grundler: Spin splitting in narrow InAs quantum wells with $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ barrier layers, *Appl. Phys. Lett.* **83**(11), 2181 (2003).
- [81] D. Ercolani: Transport properties of InGaAs based devices, Doktorarbeit, Università Di Modena E Reggio Emilia, 2007.
- [82] D. Grundler: Large Rashba Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron Wave Function Penetration into Barrier Layers, *Phys. Rev. Lett.* **84**(26), 6074 (2000).
- [83] W. Nakwaski: Effective masses of electrons and heavy holes in GaAs, InAs, AlAs and their ternary compounds, *Physica B* **210**, 1–25 (1995).
- [84] C. Heyn: Persönliche Mitteilung, März 2008.
- [85] Ch. Heyn, S. Mendach, S. Löhr, S. Schnüll, and W. Hansen: Growth of shallow InAs HEMTs with metamorphic buffer, *J. Cryst. Growth* **251**, 832 (2003).

- [86] F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani, V. Grillo, E. Carlino, F. Romanato, and L. Sorba: Strain induced effects on the transport properties of metamorphic InAlAs/InGaAs quantum wells, *Thin Solid Films* **484**, 400 (2005).
- [87] J. Stahl: Mikro-Hall-Magnetometrie an ferromagnetischen Nanostrukturen im Vortex- und Single-Domain Regime, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [88] F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani, and L. Sorba: Scattering mechanisms in undoped $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ two-dimensional electron gases, *J. Cryst. Growth* **278**, 538–543 (2005).
- [89] H. K. Choi, Y. S. Kim, S. S. A. Seo, I. T. Jeong, W. O. Lee, K. H. Kim, J. C. Woo, T. W. Noh, Z. G. Khim, Y. D. Park, and S. H. Chun: Evidence of metallic clustering in annealed $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ from scaling behaviour of the anomalous Hall Coefficient, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 102503 (2006).
- [90] I. P. Smorchkova, N. Sarmath, J. M. Kikkawa, and D. D. Awschalom: Giant magnetoresistance and quantum phase transition in strongly localized magnetic two-dimensional electron gases, *Phys. Rev. B* **58**(8), 4238 (1998).
- [91] B. Grbić: Hole transport and spin-orbit coupling in p-type GaAs, Doktorarbeit, ETH Zürich, 2007.
- [92] T. Dietl: Persönliche Mitteilung, Februar 2008.
- [93] T. Dietl: Magnetic anisotropy and domain structure in carrier-controlled ferromagnetic semiconductors, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 5471 (2004).
- [94] W. T. Masselink, Y.-C. Chang, and H. Morkoc: Acceptor spectra of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells in external fields: Electric, magnetic, uniaxial stress, *Phys. Rev. B* **32**(8), 5190 (1985).
- [95] C. Sliwa and T. Dietl: Apparent s-d exchange interaction in III-V diluted magnetic semiconductors, *arXiv:cond-mat/0505126* (2007).
- [96] T. Dietl: Persönliche Mitteilung, Februar 2008.
- [97] D. Berlitz and T. R. Kirkpatrick: The Anderson-Mott transition, *Review of Modern Physics* **66**(2), 261 (1994).
- [98] M. Grayson and F. Fischer: Measuring carrier density in parallel conduction layers of quantum Hall systems, *J. Appl. Phys.* **98**, 013709 (2005).

- [99] H. W. Jiang, C. E. Johnson, K. L. Wang, and S. T. Hannahs: Observation of Magnetic-Field-Induced Delocalization: Transition from Anderson Insulator to Quantum Hall Conductor, *Phys. Rev. Lett.* **71**(9), 1439 (1993).
- [100] S. L. Sondhi, S. M. Girvin, J. P. Carini, and D. Shahar: Continuous quantum phase transitions, *Rev. Mod. Phys.* **69**(1), 315 (1997).
- [101] D. E. Khmelnitskii: Quantum Hall Effect and additional oscillations of conductivity in weak magnetic fields, *Phys. Lett.* **106A**(4), 182 (1984).
- [102] R. B. Laughlin: Levitation of Extended-State Bands in a Strong Magnetic field, *Phys. Rev. Lett.* **52**(25), 2304 (1984).
- [103] H. Levin, S. B. Libby, and A. M. M. Pruisken: Electron Delocalization by a Magnetic Field in Two Dimensions, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1915 (1983).
- [104] B. I. Halperin: Quantized Hall conductivity in two dimensions, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
- [105] S. Kivelson, D. H. Lee and S. C. Zhang: Global phase diagram in the quantum Hall effect, *Phys. Rev. B* **46**(4), 2223 (1992).
- [106] T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno, F. Matsukura, and M. Sawicki: Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain, *Physica E* **21**, 1032 (2004).
- [107] L. J. van der Pauw: A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape, *Philips Res. Rep.* **13**(1) (1958).
- [108] U. Wurstbauer, M. Sperl, D. Schuh, G. Bayreuther, J. Sadowski, and W. Wegscheider: GaMnAs grown on (001), (311)A and (110) GaAs substrates: Comparison of growth conditions and post-growth annealing behaviour, *J. Cryst. Growth* **301-302**, 260 (2007).
- [109] U. Wurstbauer, I. Gronwald, U. Stöberl, A. Vogl, D. Schuh, D. Weiss, and W. Wegscheider: Ferromagnetic Mn modulation-doped two-dimensional hole systems, *Physica E* **40**, 1563 (2008).
- [110] S. T. B. Gönnerwein: Two-Dimensional Electron Gases and Ferromagnetic Semiconductors: Materials for Spintronics, Doktorarbeit, Technische Universität München, 2003.
- [111] C. Mitzkus: Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2005.

- [112] C. Betthausen: Transportexperimente an semimagnetischen CdMnTe/CdMgTe-Heterostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [113] A. D. Giddings, M. N. Khalid, T. Jungwirth, J. Wunderlich, S. Yasin, R. P. Campion, K. W. Edmonds, J. Sinova, K. Y. Wang, D. Williams, B. L. Gallagher, and C. T. Foxon: Large tunneling anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As nanoconstrictions, *Phys. Rev. Lett.* **94**(12), 127202 (2005).
- [114] R. Schulz: Persönliche Mitteilung, (Januar 2008).
- [115] K. Wagner: Persönliche Mitteilung, (November 2007).
- [116] P. Kossaki, W. Pacuski, W. Małana, J. A. Gaj, M. Bertolini, D. Ferrand, S. Tatarenko, and J. Cibert: Spin engineering of carrier-induced magnetic ordering in (Cd,Mn)Te quantum wells, *Physica E* **21**, 943 (2003).

Publikationsliste

Referierte Zeitschriftenbeiträge

- S. Schmult, C. Gerl, U. Wurstbauer, C. Mitzkus, W. Wegscheider: *Carbon-doped high-mobility two-dimensional hole gases on (110) faced GaAs*, Appl. Phys. Lett., **86**, 202105-1-3 (2005)
- M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Doeppe, W. Kipferl, K. Wagenhuber, H. P. Tranitz, D. Weiss, W. Wegscheider: *Growth of (Ga,Mn)As on GaAs(001) and (311)A in a high-mobility MBE system*, J. Cryst. Growth, **278**, 690-4(2005)
- C. Gerl, S. Schmult, U. Wurstbauer, H. P. Tranitz, C. Mitzkus, W. Wegscheider: *Carbon-doped high-mobility hole gases on (001) and (110) GaAs*, J. Vac. Sci. Tech., **24**, 1630 (2006)
- C. Gerl, S. Schmult, U. Wurstbauer, H. P. Tranitz, C. Mitzkus, W. Wegscheider: *Carbon-doped high-mobility hole gases on (001) and (110) GaAs*, Physica E, **32**, 259-61 (2006)
- C. Bihler, M. Huebl, M. S. Brandt, S. T. B. Goennenwein, M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Doeppe, D. Weiss, W. Wegscheider: *Magnetic anisotropy of $Ga_{1-x}Mn_xAs$ thin films on GaAs (311)A probed by ferromagnetic resonance*, Appl. Phys. Lett. **89**, 12507 (2006)
- U. Wurstbauer, M. Sperl, D. Schuh, G. Bayreuther, J. Sadowski, W. Wegscheider: *GaMnAs grown on (001), (311)A and (110) GaAs substrates: Comparison of growth condition and post-growth annealing behaviour*, J. Cryst. Growth, **301-302**, 260-3 (2007)
- D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler, U. Wurstbauer, J. Sadowski, W. Wegscheider, D. Weiss: *Weak Localization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Nanostructures*, Phys. Rev. Lett. **99**, 116803 (2007)

- C. Michel, S. D. Baranovskii, P. Thomas, W. Heimbrod, M.T. Elm, P.J. Klar, B. Goldlücke, U. Wurstbauer, M. Reinwald, W. Wegscheider: *Quantitative modeling of the annealing-induced changes of the magnetotransport in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ alloys* J. Appl. Phys. **102**, 073712 (2007)
- U. Wurstbauer, I. Gronwald, U. Stöberl, A. Vogl, D. Schuh, D. Weiss, W. Wegscheider: *Ferromagnetic Mn-modulation-doped two-dimensional hole systems*, Physica E, **40**, 1563 (2007)
- R. Schulz, T. Korn, D. Stich, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller: *Ultrafast optical studies of diffusion barriers between the ferromagnetic $Ga(Mn)As$ layers and non magnetic quantum wells*, Physica E **40**, 2163 (2008)
- J. Hertkorn, P. Brückner, C. Gao, F. Scholz, A. Chuvilin, U. Wurstbauer, W. Wegscheider: *Transport properties in n-type $AlGaN/AlN/GaN$ superlattices*, phys. stat. sol. (c), DOI 10.1002, pssc.200778514 (2008)
- D. Neumaier, M. Schlapps, U. Wurstbauer, J. Sadowski, M. Reinwald, W. Wegscheider, and D. Weiss: *Electron-electron interaction in one- and two-dimensional ferromagnetic $(Ga,Mn)As$* Phys. Rev. B. **77**, 041306 (2008)
- M. Sperl, A. Singh, U. Wurstbauer, S. K. Das, A. Sharma, M. Hirmer, W. Nolting, C. H. Back, W. Wegscheider, and G. Bayreuther: *Spin-wave excitations and low-temperature magnetization in the dilute magnetic semiconductor $(Ga,Mn)As$* , Phys.Rev. B **77**, 125212 (2008)
- U. Wurstbauer, M. Sperl, M. Soda, D. Neumaier, D. Schuh, G. Bayreuther, J. Zweck, W. Wegscheider: *Ferromagnetic $GaMnAs$ grown on (110) faced $GaAs$* , Appl. Phys. Lett. **92**, 102506 (2008)

Eigene Tagungsbeiträge

- *Magnetotransport of $GaMnAs$ on (001) and (311)A $GaAs$* , DPG Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland, 03/2006
- *Magnetoresistance effects in $GaMnAs$ (001) and (311)A layers*, ICPS, Wien, Austria, 08/2006
- *$GaMnAs$ grown on (001), (311) and (110) $GaAs$ substrates: Comparison of growth conditions and post-growth annealing behaviour*, MBE-2006, Tokyo, Japan, 09/2006

- *GaMnAs grown on (001), (311) and (110) GaAs substrates,*
DPG Frühjahrstagung, Regensburg, Deutschland, 03/2007
- *GaMnAs grown on (001), (311) and (110) substrates: Curie temperature, Mn incorporation, carrier density and lattice parameter,*
Euro-MBE, Sierra Nevada, Spanien, 03/2007
- *Ferromagnetic Mn modulation-doped two-dimensional hole systems,*
EP2DS, Genua, Italien, 07/2007
- *Growth of Mn doped GaAs based heterostructures,*
Deutscher MBE Workshop 2007, FZ Jülich, Deutschland, 10/2007
- *Metal-Insulator transition in Mn modulation-doped two-dimensional hole systems*
Winterschool, Bad Hofgastein, Austria, 02/2008
- *Mn modulation-doped two-dimensional hole systems*
DPG Frühjahrstagung, Berlin, 02/2008

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde erst durch die Unterstützung, die mir von vielen Seiten entgegengebracht worden ist, ermöglicht. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Als Erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Werner Wegscheider für das interessante Thema, den Raum für eigene Ideen, Impulse im entscheidenden Moment, die Unterstützung und die großzügige Bereitstellung der Mittel bedanken. Für viele interessante und gewinnbringende Diskussionen und das Vermitteln des Kontakts zu Prof. Dr. Tomasz Dietl möchte ich mich bei Prof. Dr. Dieter Weiss bedanken. Prof. Tomasz Dietl möchte ich für die erklärenden Diskussionen und die unkomplizierte Ermöglichung von SIMS Profilen danken, sowie seinem Mitarbeiter C. Sliwa für erste theoretische Berechnungen.

Vielen Dank Dr. Dieter Schuh für die geduldige Beantwortung vieler Fragen bezüglich des Wachstum, der Anlage und das Korrekturlesen, nicht nur der vorliegenden Arbeit. Prof. Dr. Martin Brandt und Christoph Bihler danke ich für FMR Messungen und Dr. Matthias Döppe für die Anisotropieuntersuchungen an den (110) GaMnAs Schichten. Besonderer Dank gilt Matthias Sperl, Marcello Soda, Imke Gronwald und Uli Stöberl für die vielen und zeitnahen SQUID, TEM und AFM Daten. Bei meinen Diplomanden Michael Hirmer und Stefan Heigl möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Tobias Feil und Anton Vogl: vielen Dank für die technische Betreuung des Mischkryostaten, zu allen möglichen und unmöglichen Zeiten und sogar von „down under“. Bei Imke Gronwald und Sigi Heider und allen Technikern des Lst. Wegscheiders bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit, Absprache und die vielen, vielen Kleinigkeiten, ebenso vielen Dank an Cornelia Deinhart für die Einführung an der Parylene Anlage.

Vielen herzlichen Dank an Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel für die Unterstützung bei allen verwaltungstechnischen und organisatorischen Angelegenheiten. Vielen Dank dafür auch an Claudia Rahm und Elke Haushalter. Ein ganz besonders großer Dank geht an die coolen Jungs von der Tieftemperatur, für Ihren Einsatz rund um die Uhr und für den einen oder anderen Liter flüssigem Helium aus der eisernen Reserve.

Der Kaffeerunde für die angenehmen Minuten, bei denen viele Fragen und Probleme

me schnell und unbürokratisch gelöst werden konnten. Danke an die Korrekturleser Elisabeth, Didi, Uli und Matthias für das Korrekturlesen. Ich möchte mich bei den (ehemaligen) Mitgliedern des Lst. Wegscheider, insbesondere bei Christian, Stefan, Moe, Matthias, Robert, Tipi für die schöne Zeit, die gute Zusammenarbeit und das ein oder andere Gespräch über die Physik hinaus bedanken. Für die häufig abendlichen und auch nächtlichen stattfindenden Kaffee-, Pizza-, Nudel- ... Pausen mit vielen hilfreichen Anregungen möchte ich bei Eva, Andreas, Daniel, Uli, Robert und Tipi Danke sagen.

Vielen Dank liebe Eltern, dass Ihr mich die letzten Jahre unterstützt, mir viel Verständnis entgegengebracht habt, wenn die Zeit wieder viel zu wenig wurde und mir stets den Rücken freigehalten habt.

Uli, ich weiß, vielen lieben Dank ist viel zu wenig dafür, was Du mir in den letzten Jahren und besonders in den letzten Monaten entgegengebracht hast. Dass Du eben zu mir gekommen bist, wenn ich mal wieder nicht dem Weg aus den Laboren gefunden habe oder geduldig zugehört hast, wenn meine Gedanken nicht von der Physik losgekommen sind, mich tolerierst und mir die ganzen Freiheiten lässt. Vielen Dank, dass Du da bist!

Es ist schwierig, in wenigen Zeilen allen so meinen Dank auszudrücken, wie ich das empfinde. Es haben viele am Gelingen dieser Arbeit mitgewirkt, die hier namentlich nicht erwähnt sind.

Allen einfach VIELEN DANK!